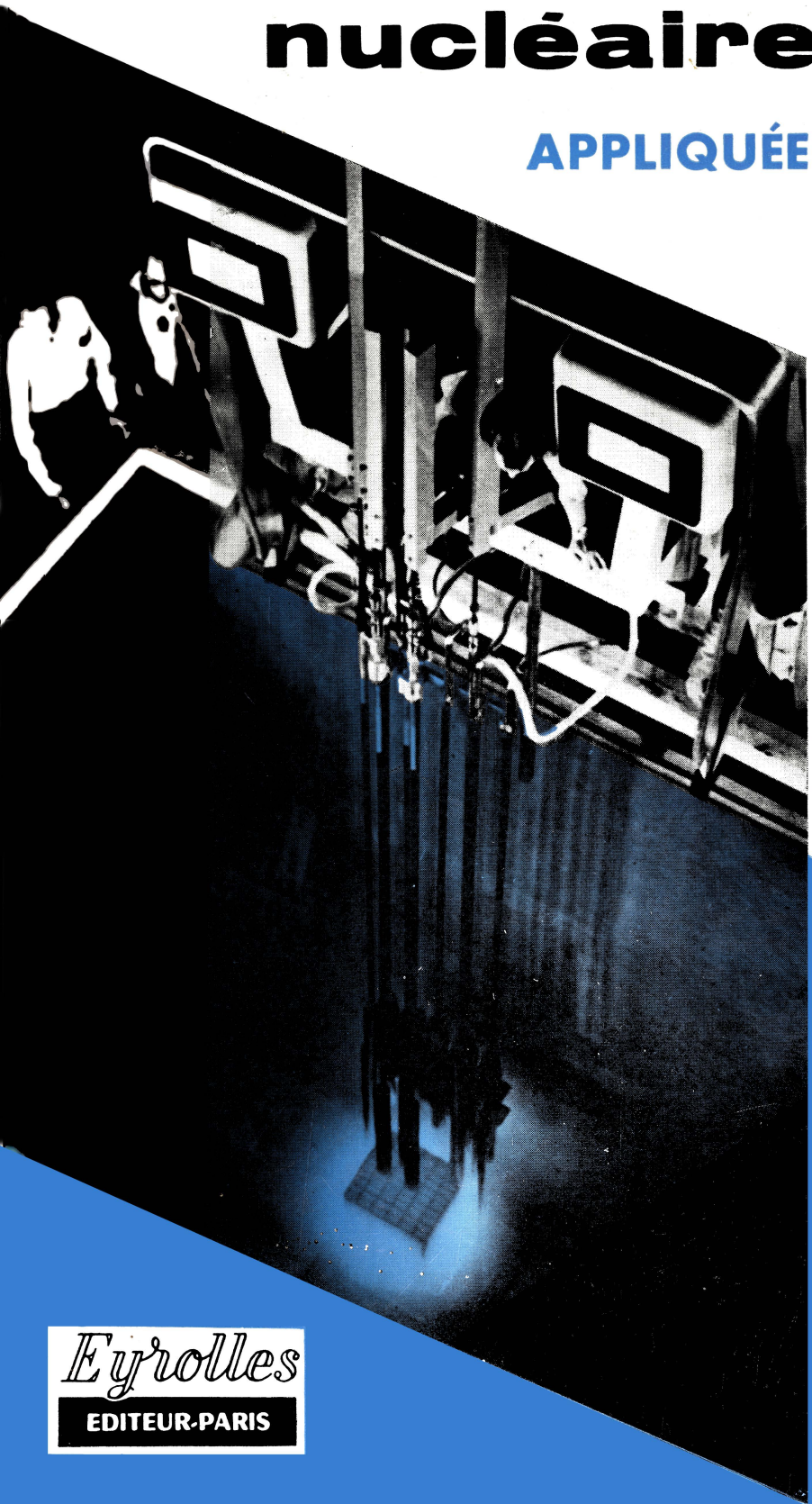
physique nucléaire

APPLIQUÉE

R. GUILLIEN



Eyrolles
EDITEUR-PARIS

PHYSIQUE NUCLÉAIRE APPLIQUÉE

par

Robert GUILLIEN

Ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure
Professeur à la Faculté des Sciences
et Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure
d'Electricité et de Mécanique de Nancy

PRÉFACE
DE

Jean DEBIESSE

Directeur de l' Institut National
des Sciences et Techniques Nucléaires

Deuxième Edition
mise à jour

ÉDITIONS EYROLLES
61, boulevard Saint-Germain PARIS V^e^
1963

Du même auteur:

aux Editions Eyrolles:

Problèmes d'électronique,
à l'usage des Ingénieurs et chercheurs,
des étudiants des facultés et des Grandes Ecoles (1962)

aux Presses Universitaires de France:

Electronique,
Tomes I, II, III, et IV, Collection Euclide (1960-1961).

© 1963 EYROLLES

PRÉFACE

Dans quelques années l'énergie nucléaire va prendre le relais des énergies fossiles, ouvrant des horizons de plus en plus vastes, du point de vue économique.

Dès maintenant, les sciences nucléaires envahissent progressivement la plupart des sciences et des techniques, tandis que la connaissance de plus en plus approfondie du noyau de l'atome remet en cause les conceptions mêmes du monde physique.

En une époque où les causes engendrent leurs effets à une vitesse sans cesse accrue, il y a lieu de préparer vite et bien des équipes scientifiques et techniques nombreuses adaptées et adaptables aux nouveaux problèmes scientifiques et techniques de l'heure.

Mais sous la marée montante de publications spécialisées de plus en plus nombreuses, qui tendent à le submerger, le jeune scientifique a le plus grand besoin d'un fil conducteur solide, d'une initiation progressive et complète. La synthèse du professeur Robert GUILLIEN *répond bien à une telle nécessité.*

Dans la première partie de l'ouvrage, l'auteur expose la structure discontinue, de l'électricité, du rayonnement, de la matière. L'atome insécable est maintenant avec sa pulpe d'électrons, son noyau lui-même complexe, l'origine de plus d'une vingtaine de particules fondamentales.

Dans la deuxième partie, après avoir décrit les techniques, les appareillages de production et d'étude, de ces particules fondamentales, M. Robert GUILLIEN *étudie ces constituants ultimes de la matière.*

Au cours de ces deux premières parties, l'évolution historique de la pensée scientifique et des expériences successives, aboutissant aux connaissances actuelles, est remarquablement dessinée.

Dans une troisième partie, l'auteur, directeur d'une Ecole d'ingénieurs, esquisse pour ces derniers, l'essentiel de la radioactivité, de la neutronique, de la théorie, de la réalisation et de l'usage des réacteurs nucléaires.

L'ouvrage se termine par une étude des réalisations à l'actif du Commissariat à l'Energie Atomique Francais.

Ce cours rassemble en un texte simple et concis une somme considérable de connaissances. Il est de grande valeur pédagogique. Par sa solidité, son élégance, sa clarté, la «Physique Appliquée» de M. GUILLIEN *doit connaître un grand succès et permettre à de nombreux étudiants, à de nombreux lecteurs, un accès aisé à ces sciences du noyau qui ouvrent une nouvelle ère dans l'évolution de l'humanité.*

Jean DEBIESSE,
Directeur de l'Institut National
des Sciences et Techniques Nucléaires
Directeur du Centre d'Etudes Nucléaires
de SACLAY.

TABLE DES MATIÈRES

PRÉFACE 7
AVANT-PROPOS 29

PREMIÈRE PARTIE

ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE ATOMIQUE

CHAPITRE PREMIER

Structure discontinue de la matière

I-1. *De l'antiquité à nos jours* 33
I-2. *Apparition des atomes en chimie* 33
I-3. *Lois de l'électrolyse* 34
I-4. *Théorie cinétique des gaz* 35
I-4.1. Interprétation de la pression 35
I-4.2. Aperçu sur la fonction de répartition de Maxwell et Boltzmann . 37
I-4.2.1. Lois de Mariotte et de Gay-Lussac. Formule des gaz parfaits
I-4.3. Equation de Van der Waals 40
I-4.4. Equipartition de l'énergie 40
I-4.5. Chaleurs spécifiques des gaz parfaits 41
I-4.6. Mesure directe de la répartition des vitesses 42
I-4.7. Expériences de Jean Perrin pour déterminer le nombre d'Avogadro . 42
I-4.8. Libre parcours moyen 44
I-4.9. Diamètre des molécules donné par la théorie cinétique 44
I-5. *Autres preuves de l'existence des molécules et des atomes* 45
I-5.1. Expériences de Jean Perrin sur les couches minces 45
I-5.2. Image de grosses molécules observées au microscope électronique . 46

CHAPITRE II

Structure discontinue de l'électricité

II-1. *Lois de l'électrolyse* 48
II-2. *Expériences de C. T. R. Wilson* 49

II-3. *Expériences de Millikan* 50
II-4. *Retour sur le nombre d'Avogadro* 51
II-5. *L'électron-volt* 51

CHAPITRE III

Spectrographes et spectromètres de masse

III-1. *Généralités* 53
III-2. *Action d'un champ électrique sur une particule chargée* 53
III-3. *Action d'un champ d'induction sur une particule chargée* 54
III-4. *Action simultanée d'un champ électrique et d'un champ d'induction* . . . 56
III-5. *Méthode des paraboles de J. J. Thomson* 57
III-6. *Focalisation en direction par un champ d'induction* 59
III-7. *Focalisation en direction par un champ électrique* 60
III-8. *Double focalisation : en direction et en grandeur de vitesse* 61
III-8.1. Origine des dispersions de vitesse 61
III-8.2. Particules produites par transformation radioactive 61
III-8.3. Ions dans les spectrographes et spectromètres de masse 62
III-9. *Comparaison des buts et des conditions de fonctionnement des spectrographes et des spectromètres de masse* 63
III-9.1. Cas des spectrographes 63
III-9.2. Cas des spectromètres 63
III-10. *Sources d'ions dans les spectrographes et spectromètres de masse* . . . 64
III-10.1. Production 64
III-10.2. Focalisation au départ et accélération des ions 66
III-10.3. Degré de vide nécessaire 67
III-11. *Spectrographes de masse* 68
III-11.1. Spectrographe d'Aston (1919) 69
III-11.2. Spectrographe de Dempster à simple focalisation (1918) 70
III-11.3. Spectrographe de Dempster à double focalisation (1935) 71
III-11.4. Spectrographe de Mattauch et Herzog 71
III-11.5. Spectrographes de masse utilisant la séparation dans le temps . 73
III-11.5.1. Spectrographe de masse à temps de vol. — III-11.5.2. Spectrographe de masse haute fréquence.
III-12. *Spectromètres de masse* 74
III-12.1. Spectromèrre de Dempster et Bleakney 74
III-12.2. Spectromèrre de Nier 75
III-13. *Applications des spectrographes et spectromètres de masse* 77
III-13.1. Analyse chimique quantitative 77
III-13.2. Etudes de cinétique chimique 80
III-13.3. Etudes de structure moléculaire 80
III-13.4. Mesure de la concentration d'un isotope stable utilisé comme traceur 80
III-13.5. Applications du spectromètre en chimie nucléaire 80
III-13.6. Autres applications 81

CHAPITRE IV

Structure discontinue du rayonnement. Mécanique ondulatoire

IV-1. *Le rayonnement du corps noir* 82
IV-2. *Effet photoélectrique* 84
IV-3. *Vue d'ensemble du spectre électromagnétique* 86
IV-4. *Effet Compton* 86
IV-4.1. Energie et masse dans la théorie de la relativité 88
IV-4.2. Quantité de mouvement du photon 88
IV-4.3. Calcul de la diminution de fréquence par diffusion X 89
IV-5. *Le rayonnement de freinage* 90
IV-6. *Expérience de Brumberg et Vavilow* 92
IV-7. *Ondes de de Broglie* 92
IV-7.1. Expérience de Davisson et Germer 93
IV-7.2. Diffraction des électrons par le bord d'un écran 95
IV-8. *Equation de Schrödinger* 96
IV-9. *Représentation d'une particule par un paquet d'ondes* 98
IV-10. *Principe d'incertitude* 100
IV-11. *Effet tunnel* 102
IV-11.1. Barrière de potentiel en mécanique classique 102
IV-11.2. Barrière de potentiel en mécanique ondulatoire 103
IV-11.3. Puits de potentiel 107
IV-11.4. Applications de l'effet tunnel 107
IV-12. *Localisation d'un électron* 108

CHAPITRE V

Les atomes

V-1. *Notion de masse atomique* 109
V-2. *Classification de Mendéléev* 110
V-3. *Le numéro atomique Z est égal au nombre d'électrons périphériques. La charge du noyau est Ze* 113
V-4. *L'atome de Bohr* 114
V-4.1. La condition d'équilibre mécanique 114
V-4.2. La quantification des orbites 115
V-4.3. L'énergie de l'électron sur l'orbite *n* 116
V-4.4. Fréquences mises en jeu dans les transitions électroniques 117
V-5. *Emission* 118
V-6. *Absorption* 118
V-6.1. Représentation des niveaux d'énergie 119
V-7. *Comparaison de la constante de Rydberg calculée avec sa valeur expérimentale* 121
V-8. *Atomes hydrogénoïdes* 122
V-9. *Comparaison directe avec l'expérience des fréquences calculées. Expérience de Franck et Hertz* 123
V-10. *Interprétation par la mécanique ondulatoire de la quantification des orbites* 124
V-11. *L'atome d'hydrogène en mécanique ondulatoire* 125

V-11.1. Le rotateur à axe fixe 125
V-11.2. L'atome d'hydrogène 126
V-11.2.1. Supposons que E soit positif. — V-11.2.2. Supposons que E soit négatif.
V-12. *Conditions de quantification. Multiplicité des niveaux* 129
V-13. *Comparaison de la théorie avec l'expérience. Loi de Moseley* 131
V-14. *Comparaison avec l'expérience. Détermination directe de la charge du noyau* 133
V-15. *Interprétation de la périodicité des éléments par la constitution des couches électroniques de l'atome* 133
V-16. *Le spin de l'électron* 136
V-17. *Notations employées pour désigner les niveaux* 137
V-18. *Principe d'exclusion de Pauli* 139
V-19. *Notions sur les théories de la valence* 142
V-19.1. Anciennes interprétations 142
V-19.1.1. Liaison hétéropolaire ou électrovalence. — V-19.1.2. Liaison homopolaire ou covalence.
V-19.2. Conceptions actuelles de la valence 144
V-20. *Molécules de Van der Waals* 147

CHAPITRE VI

Les isotopes

VI-1. *Les isotopes* 149
VI-1.1. Séparation des isotopes 150
VI-2. *L'hypothèse de Prout* 151
VI-2.1. Comparaison de $^{1}_{1}H$ et des masses atomiques mesurées 151
VI-2.2. Difficultés concernant la charge du noyau 152
VI-2.3. Ancienne hypothèse sur la constitution du noyau 152
VI-3. *Le neutron* 154
VI-4. *Les constituants du noyau* 155
VI-5. *Nucléon* 156
VI-6. *Les isobares* 165
VI-7. *Les isotones* 165
VI-8. *Les isomères* 165

DEUXIÈME PARTIE

LES PARTICULES ET LE NOYAU

CHAPITRE PREMIER

Détection des particules

I-1. *Moyens de détection des particules* 169
I-2. *Ionisation* 169
I-3. *Chambre d'ionisation* 170
I-3.1. Chambre d'ionisation à neutrons 172
I-3.1.1. Chambres à impulsions. — I-3.1.2. Chambres à courant à gaz.— I-3.1.3. Chambres à courant à dépôt.

I-3.2. Chambres à compensation 173
I-4. *Compteur proportionnel* 175
I-4.1. Sélection d'amplitude 177
I-5. *Compteur de Geiger-Müller* 180
I-5.1. Emploi d'une résistance R suffisamment élevée 180
I-5.2. Emploi de compteurs rapides ou auto-coupeurs 181
I-5.2.1. Temps mort et temps de résolution.
I-5.3. Emploi de dispositifs électroniques pour éteindre la décharge . . . 182
I-5.3.1. Dispositifs de Neher et Harper et de Neher et Pickering. — I-5.3.2. Dispositif de Picard et Rogozinski.
I-5.4. Caractéristique d'un compteur de Geiger-Müller 184
I-5.5. Compteurs à cathode externe 186
I-5.6. Compteurs à pointe 186
I-6. *Compteurs à étincelle* 186
I-7. *Compteurs à cristal isolant ou à semiconducteur* 187
I-7.1. Compteurs à cristal isolant 187
I-7.2. Compteurs à semiconducteur 188
I-8. *Compteurs à scintillation* 189
I-8.1. Les photomultiplicateurs 190
I-8.2. Les substances scintillatrices 191
I-8.2.1. Mécanisme de la scintillation. — I-8.2.2. Propriétés des scintillateurs.
I-8.3. Comparaison des compteurs à scintillation avec les compteurs de Geiger. 193
I-8.4. Rendement des différents compteurs 194
I-9. *Compteurs à effet Cerenkov* 195
I-9.1. Effet Cerenkov 195
I-10. *Comptage des particules avec un compteur de Geiger ou avec un compteur à scintillations* 196
I-10.1. Amplification 196
I-10.2. Mise en forme 196
I-10.3. Echelles de 2^n et de 10^n 197
I-10.3.1. Emploi de la numération binaire. — I-10.3.2. Emploi de la numération décimale.
I-11. *Mesure de la vitesse de comptage* 202
I-12. *Sélecteurs de coïncidences* 202
I-13. *Sélecteur d'anti-coïncidences* 204
I-14. *Sélecteur de coïncidences retardées* 204
I-15. *Erreurs de comptage* 205
I-16. *Chambre de Wilson* 207
I-16.1. Principe 207
I-16.2. Réalisation. Méthodes d'observation 208
I-16.3. Chambre à diffusion continue 209
I-17. *Chambre à bulles* 210
I-18. *Chambre à étincelle* 211
I-19. *Chambre à luminescence* 211
I-20. *Les émulsions nucléaires* 212

CHAPITRE II

Les particules

II-1. *Généralités* 214
II-2. *Durée de vie* 214
II-3. *Classification des particules* 215
II-4. *Les antiparticules* 216
II-5. *Particules de masse négligeable* 216
II-5.1. Photon 216
II-5.1.1. Production. — II-5.1.2. Propriétés. — II-5.1.3. Disparition. —II-5.1.4. Mise en évidence.
II-5.2. Neutrino 217
II-6. *Particules légères ou leptons* 219
II-6.1. Electron négatif 219
II-6.1.1. Production. — II-6.1.2. Propriétés. — II-6.1.3. Disparition. — II-6.1.4. Mise en évidence. Ionisation.
II-6.2. Electron positif 221
II-6.2.1. Production. — II-6.2.2. Propriétés. — II-6.2.3. Théorie de Dirac. —II-6.2.4. Disparition.
II-6.3. Mésons μ 223
II-6.3.1. Propriétés. — II-6.3.2. Production. — II-6.3.3. Disparition. — II-6.3.4. Atomes mésiques.
II-7. *Mésons* 224
II-7.1. Considérations générales 224
II-7.2. Mésons π 224
II-7.3. Mésons K (mésons lourds) 227
II-8. *Particules lourdes, ou baryons* 227
II-8.1. Proton 227
II-8.1.1. Production. — II-8.1.2. Propriétés. — II-8.1.3. Disparition. — II-8.1.4. Mise en évidence. Ionisation.
II-8.2. Neutron 228
II-8.2.1. Production. — II-8.2.2. Propriétés. — II-8.2.3. Action sur la matière. — II-8.2.4. Mise en évidence des neutrons. — II-8.2.5. Radioactivité du neutron. — II-8.2.6. Spectromètre à neutrons.
II-8.3. Hypérons 240
II-9. *Lois de conservation dans les transformations* 241
II-9.1. Loi de conservation de la charge 241
II-9.2. Loi de conservation des baryons 241
II-9.3. Loi de conservation des leptons 242
II-9.4. Loi de conservation de l'énergie 242
II-9.5. Loi de conservation de la quantité de mouvement 243
II-9.6. Loi de conservation du moment cinétique 243
II-9.7. Loi de conservation du caractère statistique 243
II-9.8. Loi de conservation de la parité 244
II-9.9. Spin isotopique. Etrangeté 245
II-10. *Conclusion* 246

CHAPITRE III

Les accélérateurs de particules

III-1. *But des accélérateurs* 248
III-2. *Classification des accélérateurs* 249
III-3. *Accélérateurs à haute tension* 250
III-3.1. Généralités 250
III-3.2. Source d'ions 250
III-3.3. Tube d'accélération 251
III-3.4. Analyseur magnétique et sélecteur d'énergie 251
III-3.5. Générateur en cascade 252
III-3.5.1. Principe. — III-3.5.2. Ondulation relative et résistance interne. — III-3.5.3. Détails techniques.
III-3.6. Générateur de Van de Graaff 256
III-3.6.1. Principe. — III-3.6.2. Emploi d'un gaz comprimé. — III-3.6.3. La courroie. — III-3.6.4. La répartition des potentiels. — III-3.6.5. Régulation du potentiel.
III-4. *Accélérateurs linéaires* 264
III-4.1. Accélérateur à accélérations successives 264
III-4.1.1. Accélérateur selon Wideroë. — III-4.1.2. Accélérateur d'Alvarez. — III-4.1.3. Condition de phase et focalisation.
III-4.2. Accélérateurs à accélération continue 269
III-5. *Le bêtatron* 273
III-5.1. Principe 273
III-5.2. Conditions de stabilité des orbites. 275
III-5.2.1. Stabilité verticale. — III-5.2.2. Stabilité radiale.
III-5.3. « Polarisation » du bêtatron 277
III-5.3.1. Fonctionnement sans polarisation. — III-5.3.2. Polarisation par courant continu. — III-5.3.3. Polarisation par le champ. — III-5.3.4. Polarisation par le flux.
III-5.4. Alimentation du bêtatron 280
III-5.5. Limite de l'énergie obtenue 280
III-5.6. Usages du bêtatron 281
III-6. *Le cyclotron* 281
III-6.1. Principe 281
III-6.2. Focalisation du faisceau de particules 282
III-6.2.1. Phase d'une particule. — III-6.2.2. Focalisation électrique. — III-6.2.3. Focalisation magnétique. — III-6.2.4. Oscillations des ions.
III-6.3. Alimentation HF des dees 284
III-6.4. Source d'ions 285
III-6.5. Conclusion 285
III-7. *Synchrocyclotron* 286
III-7.1. Les idées de base 286
III-7.2. Différences de réalisation entre le cyclotron et le synchrocyclotron. 289
III-7.3. Conclusion 289
III-8. *Synchrotrons* 289
III-8.1. Principes 289

III-8.2. Synchrotron à électrons 290
III-8.3. Synchrotron à protons 291
III.9. *Usages des accélérateurs d'électrons* 293

CHAPITRE IV

Formes, dimensions et moments nucléaires

IV-1. *Forme des noyaux* 294
IV-2. *Forces entre un noyau et une particule α* 294
IV-3. *Forces entre nucléons* 295
IV-4. *Rayons des noyaux* 296
IV-4.1. Mesure de R par diffusion 296
IV-4.2. Mesure de R au moyen des atomes mésiques 297
IV-5. *Moment cinétique du noyau* 298
IV-5.1. Magnéton de Bohr 299
IV-5.2. Magnéton nucléaire 300
IV-6. *Mise en évidence du moment magnétique nucléaire* 301
IV-7. *Emploi d'une méthode cinétique* 301
IV-7.1. Rappel de l'expérience de Stern et Gerlach 301
IV-7.2. Expérience de Rabi 302
IV-8. *Emploi de la méthode radioélectrique de Bloch* 303
IV-9. *Induction paramagnétique nucléaire. Précession de Larmor nucléaire* . . 304
IV-10. *Temps de relaxation* 307
IV-11. *Résonance nucléaire* 308
IV-12. *Méthode de Purcell* 309
IV-13. *Intérêt scientifique de la résonance paramagnétique nucléaire* 310
IV-14. *Applications de la résonance paramagnétique nucléaire* 311
IV-14.1. Analyse 311
IV-14.2. Mesure des champs magnétiques 312
IV-14.3. Stabilisation d'un champ magnétique 312
IV-14.4. Polarisation nucléaire 313
IV-15. *Notion de quadrupôle électrique* 314
IV-16. *Moment quadrupolaire nucléaire* 314
IV-17. *Résonance quadrupolaire électrique* 316
IV-18. *Effets des moments nucléaires sur les spectres optiques des atomes ou des molécules* 318
IV-18.1. Effet du moment magnétique 318
IV-18.2. Effet du moment cinétique 319
IV-18.3. Effet du moment quadrupolaire 319

CHAPITRE V

Modèles de noyau

V-1. *Les deux points de vue* 320
V-2. *Modèle à couches* 320
V-3. *Succès du modèle à couches* 322

V-4. *Niveaux nucléaires excités, niveaux liés et virtuels* 323
V-5. *Désexcitation des niveaux excités. Conversion interne* 324
V-6. *Dissociation du noyau* 324
V-7. *Modèle de la goutte* 325
V-8. *Prévisions concernant la fission spontanée* 326

CHAPITRE VI

Les énergies en jeu dans le noyau

VI-1. *La « packing-fraction »* 329
VI-2. *Le défaut de masse* 330
VI-3. *Correspondance entre diverses unités* 330
VI-4. *Energie de liaison des noyaux* 331
VI-5. *Energie de liaison par nucléon* 332
VI-6. *Formule semi-empirique donnant la masse d'un noyau* 333
VI-7. *La surface* (*énergie*, Z, N) 336
VI-8. *Energies mises en jeu dans les transformations nucléaires* 338
VI-8.1. Fusion 338
VI-8.2. Fission 340
VI-8.3. Prévisions énergétiques du modèle de la goutte pour la fission. . 341

TROISIÈME PARTIE

L'ÉNERGIE NUCLÉAIRE ET LES RADIOÉLÉMENTS

CHAPITRE PREMIER

Radioactivité naturelle

I-1. *Historique* 345
I-2. *Rayonnements émis* 346
I-2.1. Radioactivité α 346
I-2.2. Radioactivité β^- 346
I-3. *Constante radioactive, période, vie moyenne, activité* 347
I-4. *Unité d'activité* 348
I-5. *Equilibre entre deux substances radioactives* 348
I-6. *Séries radioactives* 351
I-7. *Lois des transformations radioactives* 352
I-8. *Radioactivité naturelle de certains nuclides* 357
I-9. *Fission spontanée* 358

CHAPITRE II

Propriétés des rayonnements α, β et γ

II-1. *Rayonnement* α 359
II-1.1. Parcours des rayons α dans l'air 359
II-1.2. Parcours des rayons α dans d'autres milieux que l'air 360

II-1.3. Energie des rayons α 362
II-1.4. Loi de Geiger et Nuttall 362
II-2. *Rayonnement* β 366
II-2.1. Parcours des rayons β 366
II-2.1.1. Electrons monocinétiques. — II-2.1.2. Absorption des rayons β : spectre continu d'énergie.
II-2.2. Energie des rayons β 369
II-2.2.1. Le spectre d'énergie. — II-2.2.2. L'interprétation de Fermi. — II-2.2.3. Relation entre énergie et période.
II-3. *Rayonnement* γ 372
II-3.1. Définition 372
II-3.2. Absorption des rayons γ dans la matière 372
II-3.3. Modes d'interaction des rayons γ avec la matière 374
II-3.3.1. Effet photoélectrique. — II-3.3.2. Effet Compton. — II-3.3.3. Matérialisation. II-3.3.4. Photodésintégration.
II-3.4. Spectrographie des rayons γ 379

CHAPITRE III

Radioactivité artificielle

III-1. *Historique* 381
III-2. *Différents types de radioactivité artificielle* 383
III-2.1. Noyaux ayant un excès de neutrons 384
III-2.2. Noyaux ayant un excès de protons 385
III-2.3. Possibilité d'existence de plusieurs processus radioactifs pour un même nuclide 386

CHAPITRE IV

Transmutations nucléaires provoquées

IV-1. *Généralités* 388
IV-2. *Prévision de la possibilité d'une transmutation* 388
IV-2.1. Bilan énergétique 388
IV-2.2. Exemples de calculs de Q 390
IV-2.3. Comparaison de l'énergie d'une transmutation et d'une réaction chimique 391
IV-2.4. Réactions inverses 391
IV-3. *Sections efficaces* 392
IV-4. *Théorie du noyau intermédiaire* 394
IV-5. *Effets de résonance dans la formation du noyau composé* 395
IV-6. *Classification des transmutations* 397
IV-7. *Transmutations où le noyau n'émet que des particules légères* 399
IV-7.1. Choc inélastique avec formation d'un noyau isomère 400
IV-7.2. Transmutations provoquées par des particules chargées 400
IV-7.3. Transmutations provoquées par des particules non chargées. . . . 402
IV-7.4. Réactions à moyenne énergie 403

IV-8. *Destruction du noyau par des particules de grande énergie* 405
IV-8.1. Rayonnement cosmique 405
IV-8.2. Réactions de pick-up 406
IV-8.3. Etoiles et spallation 406
IV-9. *Fission* 409
IV-10. *Production de nuclides par irradiation* 409

CHAPITRE V

Fission

V-1. *Historique* 410
V-2. *Conditions de la fission, énergie de fission* 411
V-2.1. Fission spontanée 411
V-2.2. Fission provoquée par capture d'un neutron 413
V-3. *Sections efficaces pour les neutrons* 414
V-4. *Produits de la fission* 418
V-4.1. Fragments du noyau 418
V-4.2. Neutrons 419
V-4.2.1. Neutrons immédiats. — V-4.2.2. Neutrons retardés.
V-4.3. Photons γ et rayons β 422
V-5. *Substances fissiles et substances fertiles* 424
V-6. *Rapport de conversion* 425
V-7. *Réacteurs surrégénérateurs* 426

CHAPITRE VI

Réactions en chaîne

VI-1. *Réactions en chaîne* 428
VI-2. *Facteur de multiplication* 429
VI-3. *Taille critique* 430
VI-4. *Période* 430
VI-5. *Régimes, réactivité* 431
VI-6. *Effet des neutrons retardés sur la période d'un réacteur* 432
VI-7. *Criticalité pour les neutrons prompts* 435

CHAPITRE VII

Types de réacteurs

VII-1. *Classification des réacteurs* 438
VII-2. *Réacteurs thermiques, réacteurs rapides* 439
VII-2.1. Réacteurs à neutrons thermiques 439
VII-2.2. Réacteurs à neutrons rapides 440
VII-3. *Réacteurs hétérogènes et homogènes* 442
VII-3.1. Réacteurs hétérogènes 442
VII-3.2. Réacteurs homogènes 443

VII-4. *Réacteurs à l'uranium naturel, modérateur graphite et refroidissement par gaz carbonique.* 445
VII-4.1. Analogies entre la centrale de Calder Hall et les centrales françaises. 445
VII-4.2. Description des réacteurs de Calder Hall 445
VII-4.3. Particularités 447
VII-4.4. Avantages et inconvénients d'un réacteur de ce type 447
VII-5. *Réacteurs à eau pressurisée* 448
VII-5.1. Généralités 448
VII-5.2. Coeur de P.W.R. 449
VII-5.3. Le rôle de l'eau légère 450
VII-5.4. Contrôle du réacteur 451
VII-5.5. Prix du kWh 451
VII-6. *Piles piscines* 452
VII-7. *Réacteur à eau bouillante* 453
VII-7.1. Généralités 453
VII-7.2. Description succincte d'E.B.W.R. 454
VII-7.3. Avantages 455
VII-7.4. Inconvénients prévus 455
VII-7.5. Inconvénient réel : instabilité par résonance 456
VII-8. *Breeder à neutrons rapides* 456
VII-8.1. Généralités 456
VII-8.2. Breeder E.F.F.B.R. 459
VII-9. *Réacteurs de puissance non destinés à produire de l'énergie électrique* . . 460
VII-9.1. Production de plutonium 460
VII-9.2. Réacteurs dont l'énergie thermique est employée directement. . 460
VII-9.3. Réacteurs pour l'irradiation 461
VII-9.4. Réacteurs pour la propulsion 461
VII-9.5. Problèmes posés par les réacteurs de propulsion 464
VII-9.6. Fusées nucléaires 464

CHAPITRE VIII

Technologie des réacteurs

VIII-1. *Généralités* 466
VIII-2. *Uranium naturel* 466
VIII-2.1. Propriétés physiques et chimiques 467
VIII-2.2. Propriétés nucléaires 467
VIII-3. *Alliages d'uranium* 468
VIII-4. *Oxyde d'uranium et céramiques* 468
VIII-5. *Carbure d'uranium* 469
VIII-6. *Uranium enrichi* 469
VIII-7. *Solutions d'uranium dans les hydroxydes ou sels fondus* 473
VIII-8. *Uranium* 233 *et thorium* 474
VIII-9. *Plutonium* 475
VIII-9.1. Propriétés nucléaires 475
VIII-9.2. Propriétés physiques du plutonium 476

VIII-9.3. Préparation du plutonium 477
VIII-9.4. Alliages du plutonium 477
VIII-10. *Epuisement du combustible* (burnup) 478
VIII-11. *Utilisation et élimination des produits de fission* 481
VIII-11.1. Composition des produits de fission 481
VIII-11.2. Utilisation des produits de fission 482
VIII-11.3. Procédés de séparation utilisés 484
VIII-11.4. Elimination des produits de fission 484
VIII-12. *Propriétés caractérisant les modérateurs* 485
VIII-13. *L'eau et l'eau lourde comme modérateurs* 488
VIII-13.1. Eau ordinaire 488
VIII-13.2. Eau lourde 489
VIII-13.3. Décomposition de l'eau par les radiations 491
VIII-13.3.1. Décomposition de l'eau pure. — VIII-13.3.2. Effet des impuretés.
VIII-13.4. Activation de l'eau 492
VIII-14. *Beryllium et ses composés* 493
VIII-14.1. Préparation 493
VIII-14.2. Propriétés physiques 493
VIII-14.3. Propriétés chimiques 494
VIII-14.4. Propriétés nucléaires 494
VIII-14.5. Utilisation 494
VIII-15. *Graphite* 494
VIII-16. *Modérateurs organiques* 495
VIII-17. *Réflecteurs* 496
VIII-18. *Absorbeurs de neutrons* 498
VIII-19. *Matériaux pour écrans protecteurs* 500
VIII-20. *Matériaux de structure* 501
VIII-20.1. Généralités 501
VIII-20.2. Métaux et alliages 501
VIII-20.2.1. Propriétés nucléaires. — VIII-20.2.2. Propriétés thermodynamiques et mécaniques. — VIII-20.2.3. Résistance à la corrosion.
VIII-20.3. Céramiques et cermets 504
VIII-21. *Réfrigérants* 505
VIII-21.1. Généralités 505
VIII-21.2. Réfrigérants gazeux 506
VIII-21.3. Réfrigérants liquides non métalliques 508
VIII-21.4. Métaux fondus 509

CHAPITRE IX

Ralentissement et diffusion des neutrons

IX-1. *Diffusion élastique d'un neutron par un noyau* 512
IX-2. *Libre parcours moyen de diffusion* 516
IX-3. *Libre parcours moyen de transport* 517
IX-4. *Paramètre de ralentissement* 519

IX-5. *Flux et courant de neutrons* 521
IX-6. *Courant de diffusion* 522
IX-7. *Distance extrapolée* 524
IX-8. *Equation de diffusion* 526
IX-9. *Milieu modérateur sans source, longueur de diffusion L* 528
IX-10. *Milieu modérateur avec source ponctuelle* 528

CHAPITRE X

Théorie approchée du réacteur homogène

(Théorie des groupes et théorie de l'âge)

X-1. *Théorie à un groupe. Milieu contenant des noyaux fissiles* 530
X-2. *Réacteur sphérique nu (sans réflecteur)* 532
X-3. *Réacteur cylindrique sans réflecteur* 533
X-4. *Réacteur parallélépipédique nu* 535
X-5. *Variation des flux* 536
X-6. *Réacteurs avec réflecteurs* 536
X-6.1. Premier exemple : coeur plat dans un réflecteur infini 537
X-6.2. Deuxième exemple : réacteur sphérique entouré d'une couche de réflecteur 539
X-6.3. Réacteur cylindrique avec réflecteur 540
X-7. *Formule des quatre facteurs* 540
X-8. *Théories à deux et plusieurs groupes* 542
X-9. *Théorie de l'âge, densité de ralentissement* 544
X-10. *Signification physique de l'« âge »* τ 546
X-10.1. Etalement des énergies 546
X-10.2. Longueur de ralentissement L 547
X-11. *Temps de ralentissement et de diffusion* 548
X-12. *Equations du réacteur avec la théorie de l'âge* 548
X-13. *Interprétation de la condition de criticalité. Probabilité de non-fuite* . . . 552
X-14. *Calcul de* k_∞ 553
X-14.1. Calcul du facteur de fission rapide ε 553
X-14.1.1. Coefficient de multiplication rapide.
X-14.2. Probabilité anti-trappes p 555
X-14.3. Facteur d'utilisation thermique f 557
X-14.4. Facteur de fission thermique η 557
X-14.5. Variation de k_∞ avec la concentration en combustible et avec l'enrichissement en ^{235}U 558
X-15. *Calcul de* B_m 560

CHAPITRE XI

Théorie approchée du réacteur hétérogène

XI-1. *Réacteur hétérogène* 562
XI-2. *Calcul de* k_∞ 563
XI-2.1. Facteur de fission rapide ε 564

XI-2.2. Facteur de fission thermique η 565
XI-2.3. Facteur d'utilisation thermique f 565
XI-2.4. Probabilité anti-trappes p 568
XI-3. *Calcul de la longueur de ralentissement* ($\sqrt{\tau}$) 570
XI-4. *Calcul de la longueur de diffusion L* 571
XI-5. *Calcul des dimensions et de la masse critiques* 572
XI-6. *Masse critique minima* 573
XI-7. *Expérience exponentielle* 574
XI-8. *Expérience critique* 576

CHAPITRE XII

Contrôle des réacteurs

XII-1. *Energie thermique donnée par le combustible nucléaire* 578
XII-2. *Consommation du combustible* 579
XII-3. *Puissance thermique fournie par un réacteur* 579
XII-4. *Variations de puissance dans un réacteur* 580
XII-5. *Effet de la température sur la réactivité* 581
XII-6. *Diminution de la réactivité par empoisonnement du combustible* 583
XII-6.1. Empoisonnement par le xénon 584
XII-6.1.1. Calcul de P. — XII-6.1.2. Calcul de l'antiréactivité due à l'empoisonnement
XII-6.2. Empoisonnement par le samarium 589
XII-7. *Diminution de réactivité par épuisement du combustible* 591
XII-8. *Contrôle de la réactivité par les barres absorbantes* 592
XII-9. *Variations provoquées de puissance dans une centrale nucléaire* 592
XII-10. *Relations entre puissance et températures* 593
XII-10.1. La température moyenne du coeur reste constante lorsque l'on fait varier la puissance 594
XII-10.2. La pression de la vapeur reste constante si l'on change la puissance 595
XII-11. *Modèle fonctionnel triangulaire d'une centrale nucléaire* 595
XII-11.1. Côté horizontal du modèle (côté θ ,ρ) 597
XII-11.2. Côté droit du triangle (côté ρ, P) 597
XII-11.3. Côté gauche du triangle (côté P, θ) 601
XII-11.4. Extraction constante de puissance 602
XII-12. *Variation de puissance d'un réacteur à la suite d'une petite variation de réactivité* 603
XII-12.1. Stabilité naturelle 604
XII-13. *Contrôle dans les réacteurs* 605
XII-14. *Elaboration des signaux de commande du contrôle* 607
XII-14.1. Signal de puissance 607
XII-14.2. Signal de réactivité ou de période 607
XII-14.2.1. Période par servomécanisme. — XII-14.2.2. Période par amplificateur logarithmique. — XII-14.2.3. Réactivité.
XII-14.3. Elaboration du signal de commande 610
XII-15. *Effet des barres de contrôle* 610

CHAPITRE XIII

Protection contre les rayonnements

XIII-1. *Effets physiologiques des radiations* 614
XIII-1.1. Effets sans seuil d'irradiation 615
XIII-1.2. Effets à temps de latence avec dose seuil 616
XIII-1.3. Action aiguë d'une forte dose unique de radiations 616
XIII-1.4. Action chronique de doses faibles et répétées 617
XIII-2. *Unités physiques concernant l'irradiation* 618
XIII-2.1. Le roentgen 618
XIII-2.2. Le roentgen/heure 619
XIII-2.3. Le rad 620
XIII-3. *Unité biologique d'irradiation : le rem* 621
XIII-3.1. Efficacité biologique relative 621
XIII-3.2. Le rem 622
XIII-4. *Effet d'une dose unique croissante* 622
XIII-5. *Doses admissibles* 623
XIII-5.1. Dose admissible pendant le travail pour le personnel des installations nucléaires 623
XIII-5.2. Dose admissible pour la population soumise à une irradiation permanente 624
XIII-5.3. Concentrations maximas admissibles en produits radioactifs . . 624
XIII-5.4. Irradiation naturelle 626
XIII-6. *Mesures de protection* 626
XIII-6.1. Mesures préventives 626
XIII-6.2. Détection des ruptures de gaîne 627
XIII-6.3. Mesures de contrôle 629
XIII-6.4. Contrôle permanent de l'air 629
XIII-6.5. Dispositifs détecteurs transportables 630
XIII-6.6. Stylos dosimètres 631
XIII-6.7. Dosimètre à film 631
XIII-6.8. Compteur promenoir 632
XIII-7. *Le problème de la protection par des écrans* 632
XIII-8. *Protection contre les particules chargées* 633
XIII-9. *Radiations émises par un réacteur* 634
XIII-9.1. Neutrons rapides 634
XIII-9.2. Rayons gamma 635
XIII-10. *Constitution des écrans* 636
XIII-11. *Difficultés dans l'établissement d'un projet d'écran* 637
XIII-12. *Exemple de calcul d'un écran pour un réacteur cubique* 638
XIII-12.1. Puissance produite sous forme de rayons gamma 638
XIII-12.2. Rayonnement émis par la paroi du coeur 639
XIII-12.3. Remplacement du coeur par un plan émetteur 640
XIII-12.4. Affaiblissement par des écrans 641
XIII-13. *Exemple de calcul d'un écran pour un réacteur sphérique* 642
XIII-14. *Affaiblissement des neutrons rapides* 644

XIII-14.1. Section efficace de déplacement 645
XIII-14.2. Longueur de remplacement pour les écrans contre les rayons gamma 646
XIII-15. *Données numériques* 647
XIII-16. *Radiations provenant du réfrigérant* 649

CHAPITRE XIV

Applications des radioéléments et des radiations

XIV-1. *Production des radioéléments* 651
XIV-1.1. Bombardement d'une cible au moyen d'un accélérateur de particules 651
XIV-1.2. Irradiation d'un échantillon par les neutrons dans un réacteur . 651
XIV-1.3. A partir des produits de fission 653
XIV-1.4. Principaux radioéléments, leur préparation 654
XIV-2. *Classification des applications* 655
XIV-3. *Sources intenses de radiations* 655
XIV-3.1. Gammagraphie 655
XIV-3.2. Action des rayons gamma sur les êtres vivants 657
XIV-3.2.1. Stérilisation des produits alimentaires à mettre en conserve. — XIV-3.2.2. Conservation des céréales et des légumes. — XIV-3.2.3 — Stérilisation des produits pharmaceutiques. — XIV-3.2.4. — Action anticancéreuse.
XIV-3.3. Actions chimiques et physiques 658
XIV-3.3.1. Action des rayons gamma sur les macromolécules. — XIV-3.3.2. Action des neutrons sur les métaux. — XIV-3.3.3. Application des neutrons à la prospection pétrolière.
XIV-4. *Applications du rayonnement bêta des radioisotopes*. 662
XIV-4.1. Ionisation des gaz 662
XIV-4.2. Production de rayons X 663
XIV-4.3. Source de tension élevée 663
XIV-4.4. Source directe d'énergie électrique 664
XIV-4.5. Source indirecte d'énergie électrique. 664
XIV-5. *Emploi de radioéléments à des mesures géométriques et mécaniques* . . 665
XIV-5.1. Mesures d'épaisseur. 665
XIV-5.2. Repérage de position d'objets invisibles. 667
XIV-5.2.1. Mesures de niveaux de liquides. — XIV-5.2.2. Repérage de position d'objets marqués.
XIV-5.3. Mesures de volumes liquides 668
XIV-5.4. Mesures de débits liquides 668
XIV-5.5. Mesures de concentration 669
XIV-5.6. Mesures d'usure 670
XIV-6. *Applications mettant en jeu les propriétés chimiques des radioéléments* . 670
XIV-6.1. Molécules marquées 671
XIV-6.2. Emploi en chimie 671
XIV-6.2.1. Analyse par activation. — XIV-6.2.2. Analyse par fluorescence X. — XIV-6.2.3. Radiochromatographie.
XIV-6.3. Emploi en métallurgie 675

XIV-6.4. Emploi en biologie et en médecine 675
XIV-6.5. Emploi en hydrologie 676
XIV-7. *Emploi d'isotopes non radioactifs comme traceurs* 677
XIV-8. *Datage* 677
XIV-8.1. Datage de bois au moyen de carbone 14 677
XIV-8.2. Datage des roches 678
XIV-8.3. Datage des eaux 679
XIV-9. *Importance économique des radioéléments* 679

CHAPITRE XV

Avenir de l'énergie nucléaire. L'énergie thermonucléaire de la fusion

XV-1. *Croissance exponentielle des besoins en énergie électrique. Epuisement des réserves de combustibles* 681
XV-2. *Avantages que présenterait la fusion contrôlée* 685
XV-3. *Conditions de production de l'énergie thermonucléaire* 685
XV-4. *Confinement du plasma* 689
XV-5. *Stabilité du plasma* 693
XV-6. *Court historique des recherches sur la fusion expérimentale* 694
XV-7. *Décharges rectilignes* 695
XV-7.1. Décharges rectilignes simples 695
XV-7.2. Décharges rectilignes avec miroirs magnétiques 695
XV-8. *Décharges annulaires* 697
XV-8.1. Décharges toriques simples 697
XV-8.2. Décharges dans un champ magnétique doué de torsion 699
XV-9. *Résultats obtenus* 701
XV-10. *Passage à l'utilisation industrielle de l'énergie thermonucléaire* 702
XV-11. *Au-delà de la fusion du deutérium* 702

CHAPITRE XVI

L'effort atomique français

XVI-1. *Rappel historique* 705
XVI-2. *Recherche et exploitation des minerais* 707
XVI-3. *Traitements chimiques* 708
XVI-4. *Les piles de recherche en France* 708
XVI-4.1. Zoé et EL1 708
XVI-4.2. EL2 709
XVI-4.3. Aquilon 710
XVI-4.4. EL3 710
XVI-4.5. Autres piles de recherche françaises 711
XVI-5. *Les réacteurs de puissance français* 711
XVI-5.1. Le réacteur plutonigène G1 711
XVI-5.2. Les centrales électriques plutonigènes G2 et G3 712
XVI-5.3. La centrale électronucléaire de Chinon 713

XVI-6. *Tableau des réacteurs de France* 715
XVI-7. *L'équipement français pour la recherche nucléaire* 716
XVI-7.1. Les centres de recherches nucléaires du C.E.A. 717
XVI-7.1.1. Fontenay-aux-Roses. — XVI-7.1.2. Saclay. — XVI-7.1.3. Grenoble.— XVI-7.1.4. Cadarache.
XVI-7.2. Laboratoires de la Faculté des Sciences de Paris à Orsay. . . . 722
XVI-7.3. Centre de recherches radiogéologiques de Nancy. 722
XVI-8. *L'enseignement de la physique et des techniques nucléaires* 723

BIBLIOGRAPHIE 725
INDEX ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS 729
INDEX ALPHABÉTIQUE DES MATIÈRES 736

AVANT-PROPOS

Ce livre a comme origine des cours destinés aux élèves-ingénieurs de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy. Ces cours ont été institués non seulement pour la culture générale mais surtout parce que l'avenir exigera de plus en plus qu'un ingénieur électricien possède des connaissances de physique nucléaire assez étendues pour se mettre rapidement au courant d'un service dans une des centrales nucléaires de l'E.D.F. dont le nombre augmente rapidement, ou dans une usine fournissant du matériel pour l'énergie atomique.

Ce livre a pour but de permettre à nos élèves-ingénieurs d'aborder plus facilement à leur sortie d'Ecole, les enseignements spécialisés de Génie Atomique organisés par le Commissariat à l'Energie Atomique. Il a pour but de donner aux étudiants des Facultés des sciences les connaissances de physique nucléaire, spécialement de physique nucléaire appliquée, dont ils ont besoin pour leurs études ou leurs recherches. A leur intention une bibliographie abondante et des références aux périodiques sont indiquées.

L'auteur est parfaitement conscient des lacunes de ce livre, notamment sur l'évacuation de la chaleur. La production de chaleur nucléaire est calculable à partir de ce livre. Par contre, l'évacuation de la chaleur ne se prévoit qu'en partie avec la théorie classique de la transmission de la chaleur par conduction, car les calculs de convection forcée exigent des connaissances d'hydrodynamique et l'emploi d'approximations empiriques dont l'exposé eût allongé encore le texte de ce livre.

Renonçant d'avance à être complet, ce qui eût exigé un travail d'équipe... et de nombreux tomes, nous avons du moins cherché à donner des explications assez détaillées pour que les étudiants ne perdent pas leur temps à essayer d'interpoler un texte trop télégraphique. Nous avons aussi cherché à montrer la richesse des possibilités actuelles et surtout futures de la science nucléaire et les réalisations remarquables qui existent déjà, dont certaines en France même. Si ce livre contribue à attirer des jeunes vers cette science, c'est qu'il n'aura pas été inutile.

Je tiens à remercier ici M. DEBIESSE, *Directeur du Centre d'Études nucléaires de Saclay* et M. RENARD *Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy*, pour les belles photographies qu'ils ont bien voulu me donner pour illustrer ce livre.

Je remercie M. YVON, *Directeur au C.E.A.*, pour les remarques qu'il a bien voulu me faire lors de la deuxième édition de ce livre.

Je remercie l'I.N.S.T.N. de Saclay, le Journal de Physique, la Revue d'Optique et d'autre part l'A.E.C., les éditeurs Mc GRAW HILL, Physical Review, VAN NOSTRAND et WILEY qui m'ont très aimablement autorisé à reproduire certaines figures provenant de livres ou de périodiques.

PREMIÈRE PARTIE

ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE ATOMIQUE

CHAPITRE PREMIER

STRUCTURE DISCONTINUE DE LA MATIÈRE

I-1. De l'antiquité à nos jours.

De nos jours l'existence des atomes ne fait de doute pour personne, mais il y a à peine cinquante ans qu'il en est ainsi.

Les philosophes grecs Anaxagore (—500, —428), Démocrite (—460, —370) et le poète latin Lucrèce (—94, —55) avaient soutenu que la matière était formée de particules insécables très petites. Cependant il a fallu attendre le siècle dernier pour que les atomes paraissent autre chose qu'une pure spéculation de l'esprit.

I-2. Apparition des atomes en chimie.

C'est la chimie qui apporta les premiers indices de l'existence des atomes.

En 1800, Dalton montra que les corps composés ont toujours la même composition, quels que soient leur origine ou leur mode de préparation. C'est la loi des proportions définies. Par exemple, à 16 g d'oxygène se combinent toujours 2 g d'hydrogène pour former 18 g d'eau.

Dalton montra ensuite que lorsque plusieurs combinaisons de deux éléments A et B existent, les masses de A qui se combinent à une masse donnée de B sont entre elles dans des rapports simples. Par exemple l'oxygène et l'azote donnent:

	N_2O,	NO,	N_2O_3,	NO_2	N_2O_5,
où à 28 g d'azote se combinent	16	32	48	64	80 g d'oxygène
donc des masses dans les rapports:	1	2	3	4	5

Il était possible de dire qu'un atome d'azote se combinait avec 1, 2, 3, 4 et 5 atomes d'oxygène. En réalité nous savons aujourd'hui que c'est à 2 atomes d'azote que se combinent 1, 2, 3, 4 ou 5 atomes d'oxygène. Il en est

de même pour CO, CO_2, FeO, Fe_2O_3, Fe_3O_4 etc. Si la matière avait une structure continue, les deux lois de Dalton seraient bien difficiles à expliquer.

Les rapports des masses de deux éléments qui s'unissent ne sont pas simples. Par contre, en 1808, Gay-Lussac montra que lorsque les réactions chimiques ont lieu à l'état gazeux, les volumes qui s'unissent et les volumes formés sont dans des rapports très simples.

Exemples:

$$\underset{2\text{ vol.}}{2\,H_2} + \underset{1\text{ vol.}}{O_2} \rightarrow \underset{2\text{ vol.}}{2\,H_2O}$$

$$\underset{1\text{ vol.}}{H_2} + \underset{1\text{ vol.}}{Cl_2} \rightarrow \underset{2\text{ vol.}}{2\,HCl}$$

$$\underset{1\text{ vol.}}{N_2} + \underset{1\text{ vol.}}{O_2} \rightarrow \underset{2\text{ vol.}}{2\,NO}$$

Gay-Lussac avait émis l'hypothèse que dans les mêmes conditions de pression et température tous les gaz contenaient le même nombre d'atomes ou de molécules par unité de volume. Ceci donnerait dans les deux derniers exemples 1 volume de produit final tandis que l'expérience en donne 2.

C'est Avogadro qui trouva l'explication (1811) en admettant que les atomes d'un élément peuvent se grouper en molécules: O_2 oxygène, O_3 ozone. Ce sont des nombres égaux de molécules et non d'atomes que contiennent des volumes identiques de gaz différents (à même pression et même température).

D'après les résultats de Dalton, 32 g d'oxygène, 2 g d'hydrogène, 28 g d'azote contiennent le même nombre de molécules. Ces masses, appelées masses moléculaires (autrefois poids moléculaire), représentent une certaine quantité bien définie du corps considéré. Cette quantité est appelée une mole:

une mole	d'oxygène	a une masse de	32,000 g
,,	d'hydrogène	,,	2,016 g
,,	d'azote	,,	28,016 g

Une mole de n'importe quel gaz occupe à 0° et sous la pression de 760 mm de mercure un volume de 22 415 cm^3.

I-3. **Lois de l'électrolyse.**

En 1833, Faraday découvrit les lois de l'électrolyse.

Elles font apparaître les masses atomiques A des éléments divisées par leur valence v, ces masses atomiques étant déterminées en principe par l'analyse de leur combinaison avec l'oxygène et rapportées à 16 g d'oxygène.

Si un courant i ampères circule pendant t secondes, il dépose à la cathode une masse de métal M telle que:

$$M = \frac{it}{96\,520} \cdot \frac{A}{v} \text{ grammes;}$$

ceci s'interprète facilement en attribuant à chaque ion une charge électrique égale à v fois une charge élémentaire d'électricité e.

I-4. Théorie cinétique des gaz.

C'est Bernoulli (1730) qui a eu la première idée de la théorie cinétique des gaz. Nous en rappellerons seulement les grandes lignes.

Cet exposé trouve sa place ici parce qu'au siècle dernier, l'accord des prévisions de cette théorie avec l'expérience était un des arguments importants en faveur de l'existence des molécules et parce que certaines des notions qu'elle fait intervenir, telles que section efficace, libre parcours moyen, se retrouvent en physique nucléaire.

I-4.1. Interprétation de la pression.

Considérons un gaz enfermé dans un récipient cubique, de côté 1 mètre. Toutes les molécules de ce gaz ont la même masse m, le nombre de molécules par unité de volume est n.

La pression p est par définition:

$$p = \frac{\text{Force exercée sur ABCD}}{\text{Surface ABCD}} = \frac{F}{1},$$

avec:

$$F = m\gamma \text{ (Newton)},$$

qui peut s'écrire:

$$F = m\frac{dv}{dt} = \Delta(mv) \text{ par seconde,}$$

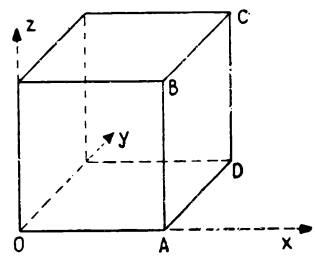


Fig. I-1

$\Delta(m\,v)$ étant la quantité de mouvement apportée par les molécules pendant une seconde sur 1 m² de paroi.

Leurs vitesses $\vec{v}$, de composantes v_x, v_y, v_z, sont réparties au hasard en ce qui concerne leurs directions mais la répartition de leurs grandeurs obéit à une formule dite de Maxwell-Boltzmann, que nous n'avons pas besoin d'expliciter ici.

Pendant une seconde le nombre de molécules frappant ABCD avec une vitesse sur la normale Ox comprise entre v_x et $v_x+\mathrm{d}v_x$ (sur Oy entre v_y et $v_y+\mathrm{d}v_y$, et sur Oz entre v_z et $v_z+\mathrm{d}v_z$) est:

$$n\, v_x f(v_x, v_y, v_z)\, \mathrm{d}v_x\, \mathrm{d}v_y\, \mathrm{d}v_z.$$

f est *la fonction de répartition* de Maxwell et Boltzmann qui indique la proportion (1) de molécules ayant leur vitesse comprise entre v_x et $v_x+\mathrm{d}v_x$, v_y et $v_y+\mathrm{d}v_y$, v_z et $v_z+\mathrm{d}v_z$.

Chacune des $n\, v_x \cdot f \cdot \mathrm{d}v_x\, \mathrm{d}v_y\, \mathrm{d}v_z$ molécules considérées apporte à la paroi ABCD qu'elle choque avec une composante normale v_x une quantité de mouvement $m\, v_x$.

Leur ensemble apporte donc par seconde:

$$n\, m\, v_x^2 \cdot f \cdot \mathrm{d}v_x\, \mathrm{d}v_y\, \mathrm{d}v_z.$$

L'ensemble des molécules rencontrant ABCD avec toutes les vitesses possibles apporte par seconde la quantité de mouvement:

$$\Delta(mv) = nm \int\int\int v_x^2 f(v_x, v_y, v_z)\, \mathrm{d}v_x\, \mathrm{d}v_y\, \mathrm{d}v_z = nm \cdot \bar{v}_x^2,$$

$\bar{v}_x^2$ désignant la vitesse quadratique moyenne (d'une manière générale une valeur quadratique moyenne est définie par:

$$\bar{u}^2 = \int f(u)\, u^2\, du);$$

on a donc:

$$p = \Delta(mv) = nm\, \bar{v}_x^2.$$

Or v_x ne joue pas un rôle privilégié, donc:

$$\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2 = \frac{\bar{v}^2}{3},$$

ou encore:

$$p = nm \frac{\bar{v}^2}{3} = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{v}^2}{2};$$

$\frac{m\bar{v}^2}{2}$ désigne l'énergie cinétique moyenne de translation d'une molécule.

Cette expression permet déjà, sans avoir à expliciter la fonction de distribution f, de calculer la vitesse moyenne des molécules des gaz.

(1) On a la condition:

$$\int_{v_x=-\infty}^{v_x=+\infty} \int_{v_y=-\infty}^{v_y=+\infty} \int_{v_z=-\infty}^{v_z=+\infty;} f(v_x, v_y, v_z)\, dv_x\, dv_y\, dv_z = 1$$

Exemple: Oxygène. Une molécule gramme ou mole pèse 32 g et occupe, à 0° et 760 mm Hg, un volume de 22 415 cm³ ou $2{,}2415 \cdot 10^{-2}$ m³. Ce volume contient $6{,}02 \cdot 10^{23}$ molécules.

Il y a donc:

$$n = \frac{6{,}02 \cdot 10^{25}}{2{,}24} = 2{,}68 \cdot 10^{25} \text{ molécules/m}^3.$$

La masse de l'une d'elles est:

$$m = \frac{32 \cdot 10^{-3}}{6{,}02} \cdot 10^{-23} = 5{,}31 \cdot 10^{-26} \text{ kg}.$$

La pression normale de 760 mm de mercure est en unités MKS (Giorgi):

$$p = H \cdot \rho \cdot g = 0{,}76 \cdot 13\,600 \cdot 9{,}81 = 1{,}01 \cdot 10^5 \text{ newtons/m}^2.$$

Le carré moyen de la vitesse d'une molécule est:

$$\overline{v}^2 = 3p/nm = 3{,}03 \cdot 10^5 / 5{,}31 \cdot 2{,}68 \cdot 10^{-1} = 21{,}3 \cdot 10^4,$$

d'où:

$$\sqrt{\overline{v}^2} = 460 \text{ mètres/seconde}.$$

I-4.2. **Aperçu sur la fonction de répartition de Maxwell et Boltzmann.**

Considérons une molécule donnée comme une très petite sphère de coordonnées q_1, q_2, q_3 et de quantité de mouvement $\vec{p} = m\vec{v}$, $\vec{p}$ ayant comme projections p_1, p_2, p_3.

La proportion des molécules dont les coordonnées sont comprises entre q_1 et $q_1 + \mathrm{d}q_1$, ... q_n et $q_n + \mathrm{d}q_n$, p_1 et $p_1 + \mathrm{d}p_1$ ... p_s et $p_s + \mathrm{d}p_s$, dépend des coordonnées q ... et des vitesses $\frac{p}{m}$ ... de chacune des molécules; elle est de la forme $f(q_1, q_2, \ldots p_s)\ \mathrm{d}q_1 \ldots \mathrm{d}p_s$, avec:

$$\int f \,\mathrm{d}q \ldots \mathrm{d}p_s = 1.$$

Une fonction quelconque F $(q_1 \ldots p_s)$ aura sa valeur moyenne définie par:

$$\overline{F} = \int F(q_1 \ldots p_s) f(q_1, \ldots p_s)\, \mathrm{d}q_1 \ldots \mathrm{d}p_s.$$

Maxwell et Boltzmann expriment l'énergie E d'une molécule en fonction de ses coordonnées (q_1, q_2, q_3) et de son moment de quantité de mouvement:

$$\left(p_1 = m\frac{\mathrm{d}q_1}{\mathrm{d}t}, \quad p_2 = m\frac{\mathrm{d}q_2}{dt}, \quad p_3 = m\frac{\mathrm{d}q_3}{\mathrm{d}t}\right).$$

La fonction f relative à un grand nombre de molécules est alors donnée par:

$$f(q_1, \dots p_s) = \frac{e^{\frac{-E(q_1, \dots p_s)}{kT}}}{\int e^{\frac{-E(q_1, \dots p_s)}{kT}} \, dq_1 \dots dp_s} \qquad (1)$$

La formule de répartition (1) s'obtient à partir de la relation de Boltzmann:

$$S = k \log W,$$

liant l'entropie (1) d'un système au nombre W de complexions possibles de ce système (on dit généralement que l'entropie est proportionnelle au logarithme de la probabilité). La constante k s'obtient sur l'exemple particulier d'une mole de gaz parfait(2). On calcule ensuite W par un calcul de statistique donnant toutes les répartitions possibles des molécules dans un espace à coordonnées q_1, q_2, ... p_s.

A partir de la fonction de répartition (1) on obtient:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{4 v^2 e^{-\frac{m v^2}{2kT}}}{\sqrt{\pi}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{3/2}} \Delta v, \qquad (2)$$

qui est la répartition dite de Maxwell des vitesses des molécules dans un gaz parfait:

(2) donne le nombre de molécules ayant leur vitesse comprise entre v et $v+dv$.

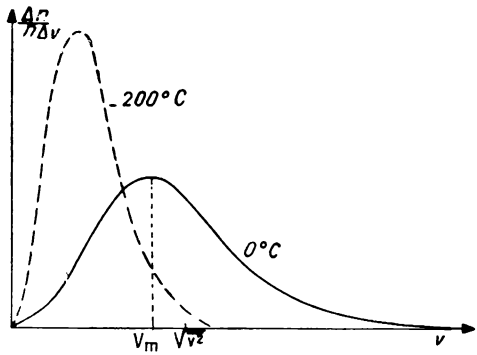


Fig. I-2

A partir de (2) on trouve que la vitesse la plus probable v_m est:

$$v_m = \sqrt{2kT/m}$$

et la vitesse quadratique moyenne:

$$\bar{v}^2 = 3kT/m,$$

ce qui permet d'écrire:

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} e^{-(v/v_m)^2} d(v/v_m)^3.$$

(1) On rappelle que $dS = dQ/T$.

(2) La constante de Boltzmann k est égale à R/N (N, nombre d'Avogadro; R, constante des gaz). Elle ne dépend donc que des unités choisies. Dans le système MKS, $k = (1{,}3803 \pm 0{,}0001) \cdot 10^{-23}$ joule/°K.

Remarquons tout de suite que peu de molécules ont leur vitesse très différente de la vitesse la plus probable v_m.

Par exemple dans l'oxygène à 0°C:

vitesse (en mètres/sec.)	% des molécules
0—100	1,3
100—200	8,1
200—300	16,7
300—400	21,5
400—500	20,3
500—600	15,2
600—700	9,2
au-dessus de 700	7,7

Sur un million de molécules, il n'y en a pas plus d'une de vitesse supérieure à 4 v_m.

Quand la température s'élève, v_m et $\bar{v}^2$ s'élèvent, en même temps que la courbe s'aplatit, aplatissement dû à ce que la surface comprise entre la courbe et l'axe des abscisses reste constante et égale au nombre de molécules.

I-4.2.1. ***Lois de Mariotte et de Gay-Lussac. Formule des gaz parfaits.*** — La formule:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{v}^2}{2} \tag{1}$$

de la p. 36 peut s'écrire autrement pour retrouver la loi de Mariotte.

Le nombre N de molécules contenu dans le volume V d'une mole de gaz parfait est:

$$N = nV, \text{ avec } N = 6{,}02 \cdot 10^{23},$$

d'où, en multipliant (1) par V:

$$pV = \frac{2}{3} nV \frac{mv^2}{2} = \frac{2}{3} N \frac{m\bar{v}^2}{2}. \tag{2}$$

Si l'on comprime une masse donnée de gaz, N reste fixe et pV restera constant à condition que $\bar{v}^2$ reste constant quand p varie. A priori, nous ne savons pas s'il en est ainsi, mais la formule de répartition de Maxwell et Boltzmann montre que chez un gaz donné $\bar{v}^2$ ne dépend que de sa température; la loi de Mariotte est donc suivie.

Plus généralement l'énergie cinétique moyenne $m\bar{v}^2/2$ d'une molécule ne dépend pas de sa nature mais seulement de la température absolue T (page 38):

$$m\,v^2/2 = 3\,kT/2. \tag{3}$$

Nous déduirons de là la loi de Gay-Lussac, car nous avons ce résultat très simple en portant (3) dans (2):

$$pV = \frac{2}{3}N\cdot\frac{3\,kT}{2} = NkT = RT.$$

On retrouve ainsi la formule $pV = R\,T$ des gaz parfaits par la théorie cinétique et la statistique de Maxwell et Boltzmann.

I-4.3. **Equation de Van der Waals.**

Or il est possible de faire un pas de plus et de retrouver la formule de Van der Waals. On commence par remarquer que le volume V dans lequel les molécules peuvent circuler est plus petit que celui du récipient qui les contient. Il faut en effet retrancher de V le covolume b, b étant égal à 4 fois le volume occupé par les molécules elles-mêmes. En outre, la pression doit être augmentée d'un terme a/V^2 dû à l'attraction interne des molécules, attraction proportionnelle à la fois au nombre des molécules attirées et à celui des molécules attirantes par unité de volume, donc à $1/V^2$. On a ainsi:

$$(p + a/V^2)\,(V - b) = RT.$$

I-4.4. **Equipartition de l'énergie.**

La formule de Maxwell et Boltzmann a donné pour énergie cinétique moyenne d'une molécule:

$$\frac{m\,v^2}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

quantité indépendante de la nature du gaz parfait.

Si l'on mélange plusieurs gaz parfaits à la même température, on aura:

$$\frac{m_1\bar{v}_1^2}{2} = \frac{m_2\bar{v}_2^2}{2} = \ldots = \frac{3}{2}kT.$$

Toutes les molécules ont même énergie cinétique totale $\frac{3\,kT}{2}$. Or si nous considérons les projections v_x, v_y, v_z de la vitesse sur trois axes:

$$\frac{m\bar{v}_x^2}{2} = \frac{m\bar{v}_y^2}{2} = \frac{m\bar{v}_z^2}{2} = \frac{1}{3}\,\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{kT}{2}.$$

A chaque degré de liberté (ici translation suivant Ox, Oy ou Oz) correspond donc une énergie cinétique moyenne $\frac{kT}{2}$.

Ceci est un cas particulier du principe de l'équipartition de l'énergie que l'on peut énoncer ainsi:

A chaque degré de liberté, qui intervient sous forme quadratique dans l'énergie d'un système, correspond en moyenne une énergie $\frac{kT}{2}$.

Par exemple, une molécule monoatomique telle que celles des gaz rares possède trois degrés de liberté qui sont par exemple ses trois coordonnées par rapport à des axes fixes, donc une énergie cinétique $\frac{3kT}{2}$.

Une molécule diatomique AB possède en plus des trois degrés de liberté précédents concernant le centre de gravité de A et B, trois autres degrés de liberté concernant des rotations de AB autour de trois axes.

Mais une rotation autour de AB fait intervenir une énergie cinétique $I\omega^2$ négligeable parce que I_{AB} est petit, il n'y aura donc à considérer que cinq degrés de liberté en tout: 3 définissant la position du centre de gravité de la molécule diatomique et 2 correspondant aux rotations possibles de AB. La molécule AB aura donc $\frac{5kT}{2}$ comme énergie cinétique moyenne.

I-4.5. **Chaleurs spécifiques des gaz parfaits.**

Ce qui précède permet de calculer immédiatement les valeurs des chaleurs spécifiques à volume constant:

U désignant l'énergie interne d'une mole de masse moléculaire M,

c_v la chaleur spécifique à volume constant,

$$Mc_v = \frac{\partial U}{\partial T}.$$

Pour une mole de gaz monoatomique

$$U = N\frac{3kT}{2} = N \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N} T = \frac{3RT}{2}.$$

$$Mc_v = \frac{3R}{2} \text{ en joules ou } \frac{3R}{2 \cdot 4{,}18} \# 3 \text{ cal/mole. degré}$$

D'une manière analogue, pour une mole de gaz diatomique on trouverait $Mc_v = 5$.

La relation de Robert Mayer $M(C_p - c_v) = R/J \# 2$ donne alors MC_p.

Ces précisions théoriques sont en très bon accord avec l'expérience à la température ordinaire.

On peut remarquer qu'aux températures élevées où une molécule diatomique se met à vibrer, $A \rightleftarrows B$, avec deux degrés de liberté supplémentaires, Mc_v dépasse 5. Aux températures très basses, Mc_v décroît et tend vers la valeur 3 relative aux gaz monoatomiques. La théorie des quantas est nécessaire pour donner le détail de variation de c_v depuis le zéro absolu jusqu'aux températures élevées.

I-4.6. **Mesure directe de la répartition des vitesses.**

La formule (2) de répartition des vitesses des molécules due à Maxwell et Boltzmann:

$$\frac{dn}{n} = \frac{4\,v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}}{\sqrt{\pi}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{3/2}} dv, \qquad (2)$$

a été soumise au contrôle expérimental par Stern, par Elridge et par Zartman.

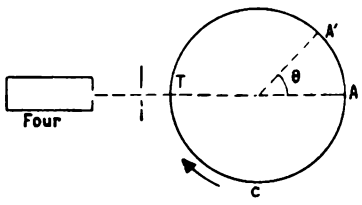


Fig. I-3

Dans l'appareil de Zartman (1931) un four donne dans le vide un jet d'atomes de bismuth ou d'argent qui pénètre dans le cylindre tournant. Ce jet donnerait une tache en face du trou si sa vitesse v était infiniment grande par rapport à la rotation du cylindre perforé c. En réalité, pendant le temps $t = AT/v$ qu'un atome d'Ag met pour aller de T à A, le cylindre tourne de $\theta = \omega t$ et cet atome se déposera sur la paroi intérieure du cylindre en un point A′ plus voisin du trou T que A. L'épaisseur du dépôt sur la paroi du cylindre permet de calculer la distribution des vitesses. On constate un excellent accord entre l'expérience et la formule (2).

I-4.7. **Expériences de Jean Perrin pour déterminer le nombre d'Avogadro.**

Jean Perrin a mesuré le nombre d'Avogadro, N, par plusieurs méthodes, pour prouver la réalité de l'existence des molécules.

a) *Mouvement brownien*: Des particules de gomme-gutte en suspension dans l'eau subissent des déplacements désordonnés sous l'action des chocs des molécules d'eau invisibles.

Dans ce mouvement brownien, le carré moyen de la projection x du déplacement d'une sphérule de gomme-gutte sur une direction fixe est donné par une formule due à Einstein et Smoluchowski:

$$\overline{x^2} = t \cdot \frac{RT}{3\eta a N},$$

t désignant le temps,
η la viscosité du liquide,
a le rayon de la sphérule.

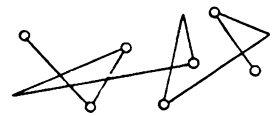


Fig. I-4

On repère les positions de la sphérule à intervalles de temps égaux, par exemple 30 secondes, on les joint par une ligne brisée. On en déduit les valeurs des projections x puis de $\frac{\overline{x^2}}{t}$ et enfin N.

Cette simple méthode a permis à Jean Perrin de déterminer N à 17% près.

Si les particules ne sont pas sphériques, on peut observer leur rotation désordonnée sous l'action du choc des molécules. Ceci constitue une deuxième méthode pour déterminer N.

b) *Répartition en hauteur des grains d'une émulsion*: Considérons d'abord la variation de pression dans l'air, en fonction de l'altitude.

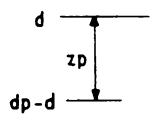


Fig. I-5

Soit p la pression, ρ la masse spécifique,

$$dp = -\rho \cdot g \cdot dz \text{ selon le théorème de Pascal,}$$

$$\rho = \rho_0 \frac{p}{p_0} \text{ d'après la loi de Mariotte,}$$

$$\rho_0 V_0 = Nm,$$

où N est le nombre d'Avogadro et m la masse d'une molécule, V_0 le volume d'une mole à 0°, sous 760 mm de mercure.

On en déduit:

$$dp = -\frac{\rho_0}{p_0} p\, g\, dz = -\frac{Nmg}{p_0 V_0} \cdot dz \cdot p,$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Nm}{RT} g\, dz \quad \text{ou} \quad p = p_1 e^{-\frac{Nmgz}{RT}}.$$

La même formule reste applicable à un « gaz généralisé » composé de particules en suspension dans un liquide, m désigne alors la masse d'une particule. On ne mesurera plus des pressions mais des concentrations (nombre n de particules par unité de volume):

$$n = n_1 e^{-\frac{Nmg(z-z_1)}{RT}},$$

Ceci constitue une troisième méthode pour déterminer N (par comptage des particules).

N a maintenant été déterminé par sept méthodes différentes. Leur accord a confirmé l'existence des molécules avant que l'on ait possédé des moyens plus directs de les mettre en évidence.

I-4.8. **Libre parcours moyen.**

Aux pressions voisines de la pression atmosphérique, une molécule qui circule dans un gaz choque les autres molécules un grand nombre de fois par seconde. On appelle parcours moyen l, la valeur moyenne des trajets qu'une molécule donnée parcourt entre deux chocs. Soit une molécule de diamètre σ, supposons qu'elle parcoure une droite de longueur a, elle balaie un cylindre de rayon $\sigma/2$ et choque non seulement toutes les molécules dont les centres sont dans ce cylindre, mais aussi toutes celles dont les centres sont dans un cylindre de rayon σ, donc contenus dans un volume $\pi\,\sigma^2\,a$.

Si n est le nombre de molécules par unité de volume, la molécule considérée choque $n\,\pi\,\sigma^2\,a$ molécules. La distance moyenne l entre deux chocs est:

$$l = a/n\pi\sigma^2\,a = 1/n\,\pi\sigma^2.$$

Ce calcul n'est qu'approché. Une théorie plus exacte tient compte de ce que les molécules choquées sont elles aussi en mouvement et que leurs vitesses obéissent à la répartition de Maxwell.

On trouve ainsi: $l = 1/\sqrt{2}\cdot n\,\pi\,\sigma^2$;
l est appelée *libre parcours moyen.*

Dans l'air, dans les conditions normales $l \# 0{,}06$ micron. Dans les meilleurs vides que l'on obtienne au laboratoire, l peut atteindre quelques dizaines de kilomètres.

Peu de molécules ont un libre parcours supérieur à l (sur 148 molécules une seule a un parcours supérieur à $5\,l$, sur 22 000 molécules une seule a un parcours supérieur à $10\,l$).

I-4.9. **Diamètre des molécules donné par la théorie cinétique.**

C'est à partir de l que l'on a obtenu les premières évaluations du diamètre des molécules. La théorie cinétique donne de la viscosité η d'un gaz l'expression:

$$\eta \# 0{,}5\,\rho\,v\,l,$$

où ρ est la masse spécifique, v la vitesse moyenne (1) et l le libre parcours moyen.

(1) La vitesse moyenne v calculée par la relation de Maxwell de Boltzmann est: $v = \sqrt{8\,k\,T\,\pi m}$. Elle est comprise entre v_m et $\sqrt{\overline{v^2}}$.

Or $\rho = n\,m = n\,M/N$ où m est la masse d'une molécule,
M la masse d'une molécule gramme ou mole,
N le nombre d'Avogadro.
Donc:

$$\eta = 0{,}5\,n\frac{M}{N}v\cdot\frac{1}{\sqrt{2}n\pi\sigma^2} = \frac{0{,}5\,v}{\pi\sqrt{2}}\cdot\frac{M}{N\sigma^2}.$$

La mesure de η donne donc le diamètre σ d'une molécule une fois N et v connus.

Remarquons que cette expression montre que η est indépendant de la pression. C'est bien ce que l'expérience confirme tant que la pression n'est pas extrêmement basse. On obtient ainsi, grâce à η, v, N, la valeur de σ.

En évaluant ces diamètres moléculaires en angströms on a par exemple:

	hydrogène	azote	argon
σ (angströms)	2,75	3,77	3,66

(On rappelle que $1\,\text{Å} = 10^{-10}$ mètre).

I-5. Autres preuves de l'existence des molécules et des atomes.

I-5.1. Expériences de Jean Perrin sur les couches minces.

Une couche mince de solution aqueuse d'acide oléique montre des couleurs d'interférence: Jean Perrin a observé que ces couleurs sont uniformes à l'intérieur de plages à contours bien nets.

Sous l'incidence normale, la différence δ des deux chemins optiques parcourus par les rayons I R et I J I′ R′ est:

$$\delta = 2ne - \frac{\lambda}{2}$$

et l'intensité réfléchie de la forme:

$$I = J_0\cos^2\frac{\pi\delta}{\lambda} = I_0\sin^2\frac{\pi\,2ne}{\lambda}.$$

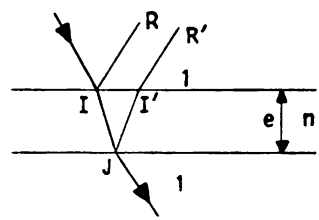


Fig. I-6

A épaisseur donnée e de la couche mince, le rapport I/I_0 dépend de la longueur d'onde.

Si la lumière incidente est blanche, la lumière réfléchie paraît colorée tant que $2\,ne$ est de l'ordre de grandeur de λ. Par exemple, si $2\,n\,e = 0{,}55\,\mu$, la lumière réfléchie paraît pourpre parce que le jaune vert de $\lambda = 0{,}55\,\mu$ n'est pas réfléchi ($I = 0$ quand $\lambda = 0{,}55\,\mu$). La couleur observée renseigne donc sur l'épaisseur e.

Les expériences de Jean Perrin ont montré que les lames minces de solution aqueuse d'acide oléique sont formées d'un empilement de feuillets toujours identiques. Un feuillet comprend une couche A d'eau insérée entre deux couches B et C d'acide oléique. Les couches A, B et C ont pour épaisseur une seule molécule (d'eau pour A, d'acide oléique pour B et C). On a évalué le nombre de feuillets empilés en une couche d'épaisseur e connue (par mesure des longueurs d'ondes qui annulent sin $2\pi ne/\lambda$). Pour cela, on comptait le nombre de couches pouvant exister depuis la couche noire d'épaisseur négligeable jusqu'à la couche e. Perrin trouvait ainsi 19 Å comme longueur d'une molécule d'acide oléique.

Ces expériences ont été confirmées par d'autres sur l'étalement des gouttes de solutions d'acides gras à la surface de l'eau (Marcelin, Miss Blodgett).

I-5.2. **Image de grosses molécules observées au microscope électronique.**

On a d'abord réussi à obtenir au microscope électronique ordinaire (à focalisation magnétique ou électrostatique) des images de protéines cristallisées telles que celles du virus mosaique du tabac.

Les photographies présentent un aspect régulier où chaque molécule géante est vue distinctement, séparée de ses voisines.

Depuis ces premiers succès, on a réussi à voir des molécules isolées de composition chimique connue. Ce résultat a été obtenu avec le microscope électronique à émission de champ. Dans un microscope électronique ordinaire les électrons sont émis par une cathode incandescente puis focalisés par des champs électriques ou magnétiques. Dans le microscope électronique à émission de champ (ou à pointe) on réalise un champ électrique très intense à la pointe d'une aiguille.

On établit simplement entre l'aiguille et une sphère métallique creuse qui l'entoure une différence de potentiel de quelques milliers de volts.

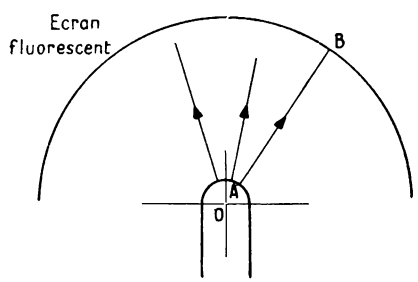


Fig. I-7

Nous avons à la distance r de O:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}$$

et: $V_A - V_B = \dfrac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\dfrac{1}{r_A} - \dfrac{1}{r_B}\right)$,

$$\frac{E_A}{V_A - V_B} = \frac{r_A r_B}{r_A^2(r_B - r_A)} \# \frac{1}{r_A}.$$

Si nous prenons une aiguille très fine avec $r_A = 1$ micron et $V_A - V_B = 5\,000$ volts, nous aurons $E_A \# 5 \cdot 10^7$ volts/cm. Un champ électrique aussi élevé réussit à arracher, à froid, des électrons du métal de l'aiguille. Ceux-ci, accélérés par E, vont frapper en B l'écran fluorescent. Leurs trajectoires sont très sensiblement les rayons d'une sphère de centre O (fig. I-7). Il en résulte que l'image électronique de la surface A de l'aiguille se projette sur l'écran sphérique en B. Le grandissement est r_B/r_A et peut atteindre plusieurs centaines de mille. On photographie l'écran fluorescent. Le grossissement total peut atteindre 2 750 000.

E. W. Müller a réussi en 1951 à former l'image d'atomes de baryum déposés sur une aiguille de tungstène. On obtient ainsi, grâce aux électrons, des images individuelles de chaque atome de Ba (ces atomes émettent plus que la couche de tungstène sur laquelle ils ont été déposés).

Signalons enfin que l'image de molécules de phtalocyanine de cuivre dont la formule développée est:

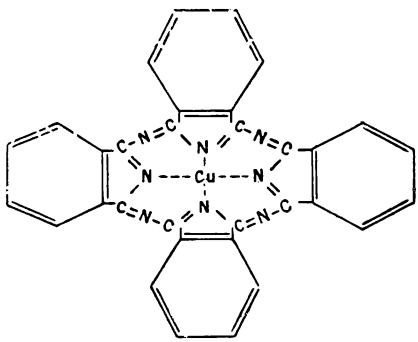


Fig. I-8

a été observée sous forme de trèfles à quatre feuilles.

CHAPITRE II

STRUCTURE DISCONTINUE DE L'ÉLECTRICITÉ

II-1. Lois de l'électrolyse.

Faraday énonca en 1833 les lois expérimentales de l'électrolyse, lois qui peuvent se résumer en la formule:

$$m = \frac{1}{96\,520} \cdot \frac{A}{v} \cdot i \cdot t,$$

où:

m est la masse de métal déposée à la cathode,
A la masse atomique et v la valence du métal déposé,
i le courant exprimé en ampères et t le temps en secondes.

Cette formule montre qu'une masse A, c'est-à-dire un atome-gramme est libérée par 96 520 v coulombs. Cette charge est transportée par N ions (N désignant le nombre d'Avogadro), donc:

un ion métallique monovalent transporte $\frac{96\,520}{N}$ coulombs.
un ion métallique divalent transporte $2.\frac{96\,520}{N}$ coulombs,
un ion métallique trivalent transporte $3.\frac{96\,520}{N}$ coulombs.

On voit donc qu'il apparaît chez les ions métalliques (ou électropositifs) une charge élémentaire positive.

Chez les anions (ou ions électronégatifs) apparaît une charge élémentaire négative égale à la précédente.

Cette charge élémentaire a la valeur:

$$e = 96\,520/N = 1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb};$$

un ion monovalent comme Na^+ ou H^+ en transporte une,
un ion divalent comme Ca^{++} ou Fe^{++} „ deux,
un ion trivalent comme Fe^{+++} ou Al^{+++} „ trois.

C'est Stoney qui, en 1874, montra que tout se passait comme si dans l'électrolyse les charges électriques positives ou négatives étaient toujours multiples de la charge élémentaire *e* qu'il appela l'électron.

On réserve aujourd'hui le nom d'*électron* à la charge élémentaire négative. Son existence a été prouvée d'abord par les expériences de C.T.R. Wilson puis de Millikan et sa valeur a été retrouvée ensuite dans les phénomènes les plus divers.

II-2. Expériences de C. T. R. Wilson.

C.T.R. Wilson utilisait la chambre à détente qui est appelée maintenant chambre Wilson et qui a été très utilisée dans les recherches sur la radioactivité et sur les rayons cosmiques.

Lorsqu'un gaz contenant une vapeur (d'eau ou d'alcool par exemple) subit une détente adiabatique, le refroidissement produit peut être suffisant pour amener la formation d'un brouillard. Si le rapport de détente (rapport volume détendu/volume initial) est compris entre certaines limites, les gouttelettes de brouillard ne se forment que sur les poussières en suspension dans le gaz et sur les ions de ce gaz.

Une gouttelette liquide de rayon a, se déplaçant à la vitesse v subit dans un gaz de viscosité η une force retardatrice:

$$6\pi\eta a v,$$

comme l'a montré Stokes.

La vitesse limite de chute v_1 est atteinte lorsque cette force est égale au poids de la goutte, ρ étant la masse spécifique de la goutte de brouillard. On a alors:

$$6\pi\eta a v_1 = mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho g.$$

On en déduit le rayon a de la goutte:

$$a = (9\eta v_1/2\rho g)^{1/2},$$

puis sa masse:

$$m = \frac{4}{3}\pi\rho\left(\frac{9\eta v_1}{2\rho g}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1}$$

Si la goutte porte une charge électrique q et si on la place dans un champ électrique E, la vitesse limite devient v_1' et nous avons:

$$\frac{6\pi\eta a v_1'}{6\pi\eta a v_1} = \frac{mg + qE}{mg} = \frac{v_1'}{v_1}. \tag{2}$$

On mesure v_1 ce qui donne m par (1), puis v_1', ce qui permet de déduire de (2) la valeur de la charge q.

Les expériences de C.T.R. Wilson montrèrent bien que les charges des gouttes de brouillard étaient multiples d'une charge élémentaire e, mais elles n'étaient pas très précises parce qu'il fallait opérer très rapidement, le brouillard ne durant pas.

II-3. **Expériences de Millikan.**

Millikan opéra dans des conditions bien meilleures. Il utilisait des gouttelettes d'huile dont l'évaporation est extrêmement lente, et en plaçant son appareil dans un thermostat il évitait tout tourbillon intempestif.

Les gouttes d'huile pulvérisée entrent par un trou T dans le condensateur AB.

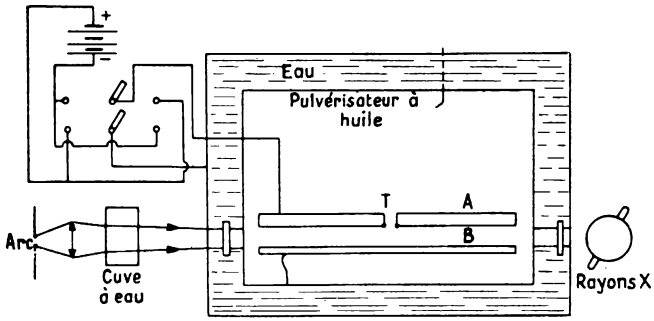


Fig. I-9

Ce condensateur est éclairé par un arc et observé, normalement au plan de la figure, au moyen d'un microscope de faible puissance à oculaire micrométrique.

Dans ses premières expériences, Millikan équilibrait la pesanteur par un champ électrique réglable E, alors:

$$mg = qE,$$

m était donné par l'observation de la vitesse limite de la goutte en chute libre (équation (1) page 49).

Dans ses expériences les plus précises, Millikan n'équilibrait plus la pesanteur. Il mesurait seulement, comme C.T.R. Wilson, la nouvelle vitesse limite v'_1 en présence du champ E.

L'observation d'une même goutte d'huile de l'ordre du micron pouvait se poursuivre plus d'une heure. La charge de la goutte variait chaque fois qu'elle captait un ion de l'air, le nombre de ces captures pouvait être augmenté en ionisant l'air par un faisceau de rayons X.

Le résultat des expériences, très soignées, de Millikan a été de montrer que toutes les variations de charge, positives ou négatives sont toujours des multiples de la même charge élémentaire e.

La valeur admise aujourd'hui est:

$$e = 1{,}60207 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb (ou } 4{,}8024 \cdot 10^{-10} \text{ ues cgs).}$$

La précision est de l'ordre de 10^{-4}.

La mesure de e a toujours donné la même valeur quelle que soit l'origine des électrons:

ionisation des gaz par les rayons X, ou α, β et γ,

effet photoélectrique,

effet thermoionique,

rayons cathodiques, rayons β.

II-4. **Retour sur le nombre d'Avogadro.**

La mesure de e est actuellement plus précise que celle du nombre d'Avogadro N que donnaient les méthodes déduites de la théorie cinétique des gaz. Aussi préfère-t-on déterminer N à partir de $Ne = 96522$ coulombs et $e = 1{,}60207 \cdot 10^{-19}$; on en déduit $N = 6{,}0247 \cdot 10^{23}$ molécules par mole avec une précision de l'ordre du dix millième.

II-5. **L'électron-volt.**

En physique atomique, il est très commode d'exprimer les énergies en électrons-volts. Un « électron-volt » est l'énergie cinétique qu'acquiert un électron lorsqu'il est accéléré par une différence de potentiel de 1 volt.

1 électron-volt est égal à:

$$1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb} \times \text{volt} = 1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ joule.}$$

En abrégé, 1 électron-volt s'écrit 1 eV, nous rencontrerons les multiples:

méga-électron-volt ou MeV qui vaut 10^6 eV,

le milliard d'électrons-volts ou BeV qui vaut 10^9 eV (l'abréviation BeV provient de ce que les Américains appellent billion ce que l'on appelle en Europe un milliard).

On l'écrit aussi GeV (giga-électron-volt). 1 GeV = 10^9 eV.

L'agitation thermique donne aux atomes ou aux molécules une énergie cinétique qui est en moyenne de $kT/2$, par degré de liberté.

Cette énergie a à la température ordinaire une valeur très inférieure à l'électron-volt.

Nous avons vu que la constante k de Boltzmann vaut $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ joule/°K ou en électrons-volts/degré:

$$1{,}38 \cdot 10^{-23}/1{,}602 \cdot 10^{-19} = 8{,}61 \cdot 10^{-5} \text{ eV/°K}.$$

Pour une molécule monoatomique à 0 °C, l'énergie $\frac{3\,kT}{2}$ vaut donc:

$$\frac{3}{2}\, 8{,}61 \cdot 10^{-5} \cdot 273 = 0{,}0353 \text{ eV}.$$

CHAPITRE III

SPECTROGRAPHES ET SPECTROMÈTRES DE MASSE

III-1. Généralités.

Dès le début des recherches sur l'électron, le problème s'est posé de déterminer sa charge e et sa masse m. Les expériences de Millikan donnent bien la charge, mais non la masse de l'électron parce que celle-ci est négligeable par rapport à celle des gouttes d'huile qui captent les électrons. Pour déterminer m ou plutôt e/m (d'où la masse, car e est alors connu) on a généralement fait appel à des méthodes de déviation. Le problème n'est pas aussi simple qu'on pourrait le croire car la déviation dépend de la vitesse des électrons, vitesse qu'il faut connaître (ou, ce qui revient au même, éliminer entre deux relations).

Aujourd'hui, on s'intéresse surtout à des particules chargées, autres que l'électron. On veut déterminer leur masse, leur charge étant supposée connue et égale à un multiple très simple de celle de l'électron ($+e$, $+2e$ en général). Les appareils déterminant ces masses sont appelés spectrographes ou spectromètres de masse.

Nous allons tout d'abord étudier les trajectoires décrites par des particules chargées dans un champ électrique, dans un champ magnétique et dans une région où ces champs existent à la fois. Nous verrons qu'une disposition judicieuse des champs permet de réunir en un même point d'une plaque photographique, les particules de même e/m, quelles que soient la valeur et la direction de leur vitesse initiale.

III-2. Action d'un champ électrique sur une particule chargée.

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ désignant les vecteurs unitaires sur les axes de coordonnées, la force exercée par le champ uniforme $E\vec{k}$ est:

$$\vec{F} = m\frac{d^2z}{dt^2}\vec{k} = eE\vec{k}.$$

La vitesse initiale étant v_0, prenons le plan de Ov_0 comme plan y O z, nous aurons:

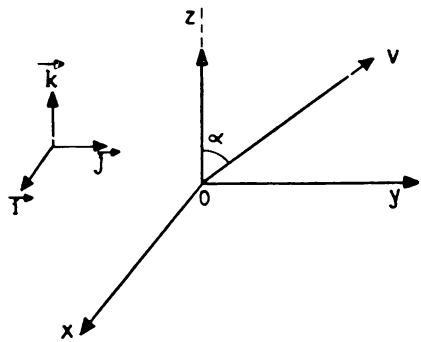


Fig. I-10

$$\frac{dx}{dt} = 0,$$

$$\frac{dy}{dt} = v_0 \sin\alpha,$$

$$\frac{dz}{dt} = v_0 \cos\alpha + eEt,$$

et la trajectoire:

$$\begin{cases} x = 0 \\ y = t \cdot v_0 \sin\alpha \\ z = t \cdot v_0 \cos\alpha + \dfrac{1}{2} eEt^2. \end{cases}$$

Dans le cas général cette trajectoire est une parabole.

Cas particuliers simples:

$$\begin{cases} \alpha = 0, \quad x = 0, \quad z = v_0 t + \dfrac{E e t^2}{2}: \\ \qquad \text{trajectoire rectiligne;} \\ \alpha = \dfrac{\pi}{2} \quad x = 0, \quad y = v_0 t, \quad z = \dfrac{E e t^2}{2}: \\ \qquad \text{arc de parabole d'axe Oz.} \end{cases}$$

III-3. **Action d'un champ d'induction sur une particule chargée.**

Appelons $\vec{v_1}$ la projection sur xOy de la vitesse $\vec{v}$ de la particule A et $\vec{v_2}$ sa projection sur Oz.

La force F exercée par le champ d'induction $\vec{B}$ parallèle à Oz est:

$$\vec{F} = e\vec{v} \wedge \vec{B} = e(\vec{v_1} + \vec{v_2}) \wedge \vec{B} = e\vec{v_1} \wedge \vec{B}.$$

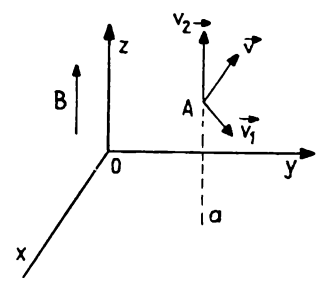


Fig. I-11

$$\vec{F} = e \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \dfrac{dx}{dt} & \dfrac{dy}{dt} & \dfrac{dz}{dt} \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} \qquad \text{d'où:} \begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = eB\dfrac{dy}{dt} \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = -eB\dfrac{dx}{dt} \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = 0. \end{cases}$$

Il suffit de s'occuper de la projection a de A sur xOy car $\vec{F}$ est parallèle à xOy et $z = z_0 + v_2 t$.

On en tire, en multipliant en croix:

$$\frac{dx}{dt}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dy}{dt}\frac{d^2y}{dt^2} = 0 \quad \text{d'où} \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = \text{Cte} = v_1^2;$$

le champ d'induction (à la différence du champ électrique) ne fait donc pas varier l'énergie cinétique de la particule.

En intégrant les équations du mouvement de A dans xOy, nous obtenons:

$$m\frac{dx}{dt} = eBy + A,$$

$$m\frac{dy}{dt} = -eBx + C,$$

d'où:

$$(A + eBy)^2 + (C - eBx)^2 = m^2 v_1^2,$$

ce qui est l'équation d'un cercle.

La trajectoire de la particule A est donc en général une hélice circulaire décrite à vitesse constante.

Cas particuliers simples.

$$\begin{cases} 1^\circ\ v_1 = 0\text{: la trajectoire est rectiligne, parallèle à } \boldsymbol{B} \\ \qquad\qquad \text{et le mouvement est uniforme, de vitesse } v_2; \\ 2^\circ\ v_2 = 0\text{: la trajectoire est un cercle.} \end{cases}$$

Plaçons-nous dans ce dernier cas et prenons l'origine des coordonnées au centre de ce cercle.

Soit R son rayon, et ω la vitesse angulaire (ω est constant puisque:

$$\omega = \frac{v}{R}$$

et que nous avons vu que l'énergie cinétique est constante).

Ecrivons que la force centrifuge compense la force centripète:

$$\frac{mv^2}{R} = evB.$$

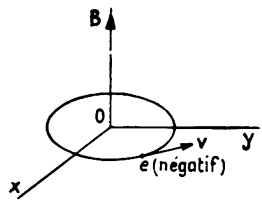


Fig. I-12

On en tire le rayon R de la trajectoire:

$$R = \frac{mv}{eB};$$

puis, comme $v = R\omega$, on obtient:

$$\omega = \frac{eB}{m},$$

expression où la vitesse v ne figure pas. La constance de ω quand v varie s'explique ainsi: si v est petit, la particule décrit lentement une circonférence de petit rayon, tandis que si v est grand, elle décrit rapidement une circonférence de grand rayon (voir planche II).

La vitesse angulaire ne dépend pas du rayon de la trajectoire, mais seulement de e, B et m. ω est appelé la «pulsation de cyclotron» parce que cette propriété est utilisée dans le cyclotron. La «fréquence de cyclotron» est:

$$\frac{\omega}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m}.$$

Remarquons que ω n'est indépendant de la vitesse de la particule qu'en première approximation. Si la vitesse v croît suffisamment, m augmente conformément à la théorie de la relativité en suivant la relation:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

où m désigne la masse au repos (quand $v = 0$) et c la vitesse de la lumière.

Quand l'énergie cinétique des particules croît, ω diminue donc. Ceci a conduit à la construction des synchrocyclotrons et synchrotrons comme nous le verrons (p. 286 à 293).

III-4. Action simultanée d'un champ électrique et d'un champ d'induction.

Nous nous bornerons aux dispositions particulières, simples, que l'on utilise en pratique. Nous supposons qu'une particule arrive avec une vitesse $\vec{v}$ dans une région de l'espace où existent à la fois un champ électrique $\vec{E}$ et un champ d'induction $\vec{B}$. Hors de cette région, $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont nuls.

Ecartons tout d'abord le cas où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont parallèles à la vitesse d'arrivée $\vec{v}$: la trajectoire reste rectiligne, suivant le sens de E la particule est accélérée ou freinée et B n'aurait aucune action.

Ecartons ensuite le cas où $\vec{E}$ est parallèle à $\vec{v}$ et où $\vec{B}$ est normal à $\vec{v}$: la trajectoire est une hélice circulaire dont le pas s'allonge ou se raccourcit suivant le sens de $\vec{E}$.

Les dispositifs employés en pratique sont ceux où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont normaux à $\vec{v}$. En prenant $\vec{E}$ et $\vec{B}$ normaux entre eux et à $\vec{v}$, la mesure de la déviation d'un pinceau d'électrons a donné comme masse au repos de l'électron:

$$m = (9{,}1055 \pm 0{,}0012) \cdot 10^{-31} \text{ kg.}$$

III-5. **Méthode des paraboles de J. J. Thomson.**

Le premier dispositif qui montra une séparation de particules de e/m différents est celui dit des paraboles de J. J. Thomson. Les particules en mouvement sont déviées par un champ électrique $\vec{E}$ et un champ d'induction $\vec{B}$ parallèles. Leur direction commune est normale à la vitesse $\vec{v}$, qu'ont les particules en arrivant dans la région où règnent ces champs.

Les équations du mouvement y sont:

$$\begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = eB\dfrac{dy}{dt} \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = -eB\dfrac{dx}{dt} \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = eE \end{cases}$$

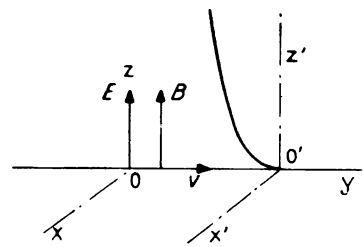


Fig. I-13

Les déviations étant petites, nous pouvons écrire simplement:

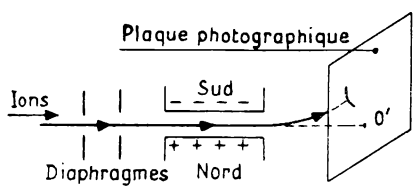


Fig. I-14

$$\begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = eBv \\ y = vt \text{ puis:} \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = eE \end{cases} \quad \begin{cases} x = \dfrac{1}{2}\dfrac{eB}{m}vt^2 \\ z = \dfrac{1}{2}\dfrac{eE}{m}t^2 \end{cases}$$

Si nous désignons par l la longueur du parcours OO′ dans l'espace où règnent $\vec{E}$ et $\vec{B}$, nous avons:

$$t = l/v,$$

et nous obtenons les coordonnées x, z du point où une particule de vitesse v rencontre un écran x′O′z′ situé en O′:

$$x = \frac{1}{2}\frac{eBl^2}{m}\frac{1}{v}, \qquad z = \frac{1}{2}\frac{eEl^2}{m}\frac{1}{v^2}.$$

En éliminant la vitesse nous trouvons:

$$x^2 = z \cdot \frac{e}{m}\frac{B^2l^2}{2E},$$

ce qui nous montre qu'en frappant un écran parallèle à xOz, les particules se répartissent sur un arc de la parabole d'axe O′z′:

$$x^2 = z\frac{e}{m}\frac{B^2l^2}{2E}.$$

Cette parabole est caractéristique du rapport $\frac{e}{m}$.

Les points de la parabole proches de Oy correspondent aux particules de grande vitesse, aussi n'observe-t-on qu'un arc dont les extrémités correspondent aux valeurs extrêmes des vitesses.

Sur la plaque, l'origine O′ s'obtient comme point d'impact des ions lorsque les champs déflecteurs sont nuls (fig. I-14 et fig. I-15).

Si les ions sont de nature variée, chaque type d'ion possède une valeur déterminée de e/m et donne par suite un arc de parabole. Le dispositif de Thomson fonctionne donc déjà comme un spectrographe de masse, mais un spectrographe assez primitif et peu sensible, car il disperse tout le long d'un arc les ions de même e/m mais de vitesses différentes.

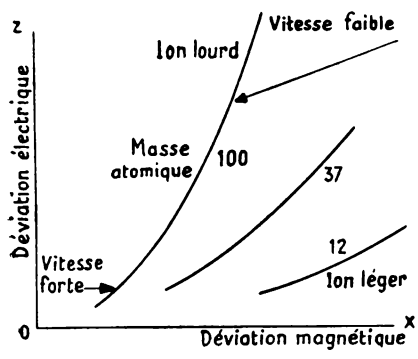


Fig. I-15

La sensibilité est encore diminuée parce que seuls les ions ayant une vitesse de direction donnée sont utilisés. En outre, des paraboles ne se prêtent pas aussi bien que des droites à des mesures très précises.

Pour augmenter la sensibilité, il faut réussir à obtenir une image même lorsque les ions correspondants sont très peu nombreux, donc les focaliser.

Malgré sa simplicité, la méthode des paraboles de J.J. Thomson a donné dès son début des résultats très importants. Elle a prouvé que la plupart des éléments sont constitués par un mélange d'isotopes, c'est-à-dire que leurs atomes sont de plusieurs types, identiques par leurs propriétés chimiques et la plupart de leurs propriétés physiques, mais de masses différentes. Par exemple, le néon donne trois ions positifs différents:

$$^{20}Ne^{+}, \quad ^{21}Ne^{+}, \quad ^{22}Ne^{+},$$

dans les proportions respectives (1) de:

$$90{,}92\%, \quad 0{,}257\%, \quad 9{,}823\%.$$

On dit que le néon est constitué du mélange des trois isotopes ^{20}Ne, ^{21}Ne, ^{22}Ne, les masses atomiques de ces trois sortes de néon étant 20, 21, et 22.

De même, le chlore est constitué (1) par 74,4% de l'isotope ^{35}Cl et 24,6% de l'isotope ^{37}Cl. Les masses atomiques des deux sortes de chlore sont 35 pour l'isotope ^{35}Cl et 37 pour l'isotope ^{37}Cl. Nous reviendrons plus loin en détail sur l'importante question des isotopes.

Dans les spectromètres de masse, destinés à l'analyse, on cherche le plus souvent à rendre les ions monocinétiques et on se contente d'une focalisation en direction: toutes les particules de e/m donné sont rassemblées au même point quelle que soit l'orientation de leur vecteur vitesse v au départ, la grandeur de ce vecteur étant la même pour toutes les particules de même e/m.

Des mesures très précises de m sont nécessaires pour permettre d'évaluer la stabilité des noyaux et les énergies qui pourront être mises en jeu dans les réactions nucléaires. Comme malgré toutes les précautions prises pour accélérer les ions, ceux-ci n'ont pas tous exactement la même vitesse, des mesures très précises de m ne seront possibles que si l'on réunit en un même point toutes les particules de même e/m, quelle que soit l'orientation et la grandeur de leur vitesse. Pour réaliser de telles mesures, il faudra donc une double focalisation: focalisation des vitesses, focalisation des directions. Cette double focalisation peut avoir lieu simultanément ou successivement. Nous allons examiner d'abord quelques dispositifs simples de focalisation qui constituent des éléments de plusieurs spectrographes.

III-6. **Focalisation en direction par un champ d'induction.**

Considérons une source de particules située en A, ces particules ayant des vitesses v égales en grandeur mais différentes en direction. Pour les vi-

(1) Les proportions respectives des divers isotopes indiquées ci-dessus ont en réalité été mesurées au spectromètre de masse et non par la méthode des paraboles.

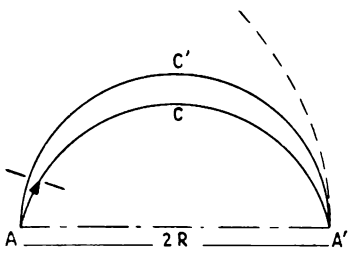


Fig. I-16

tesses, situées dans le plan de la figure, plan normal au champ d'induction $\vec{B}$, les trajectoires sont, nous l'avons vu, des cercles de rayon $R = \frac{mv}{Be}$.

Toutes ces trajectoires circulaires passent par A et ont comme enveloppe le cercle de centre A et de rayon $2R$.

Par suite, les trajectoires issues de A et voisines du cercle C se coupent sensiblement au point A′ de C diamétralement opposé à A: il y a focalisation en A′ des particules issues de A avec des vitesses v de directions différentes.

Dans la pratique, pour éliminer les particules dont la vitesse fait un angle trop grand avec la vitesse moyenne, on mettra un diaphragme au voisinage de A.

Que deviennent les particules dont la vitesse n'est pas dans un plan normal à $\vec{B}$? On sait qu'elles décrivent alors une hélice circulaire C″ de rayon R. Quel est le pas de cette hélice?

Appelons v_2 la composante de la vitesse parallèle à B et T la durée d'un tour sur l'hélice.

La particule arrive en A″ au voisinage de A′ au temps $T/2$:

$$A'A'' = v_2 T/2 = v_2 \pi/\omega.$$

Le rapport A′A″/AA′ est:

$$v_2\pi/2R\omega = v_2\pi/2v_1,$$

puisque $R\omega = v_1$.

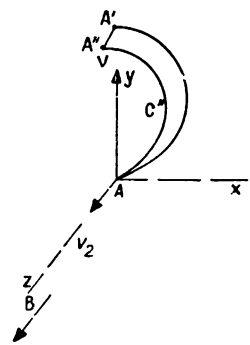


Fig. I-17

Dans les appareils le diaphragme limite v_2/v_1 a une valeur faible et l'image de A donnée par les particules déviées par le champ magnétique reste nette.

III-7. **Focalisation en direction par un champ électrique.**

Un champ électrique permet également de focaliser des particules monocinétiques issues d'un point A avec des directions de vitesse initiale différentes.

Tandis qu'entre deux électrodes planes et parallèles les trajectoires restent séparées, elles se recoupent en un point A′ si les électrodes sont cylindriques.

La position de A′ dépend de la valeur de la vitesse initiale et de la différence de potentiel entre les électrodes. On peut comprendre sans calculs comment se fait la focalisation. Sur une trajectoire telle que ACA′ la particule s'écarte de la trajectoire médiane vers les régions de potentiel plus élevé, son énergie cinétique diminue car la charge effectue un travail résistant. Au contraire, une trajectoire telle que ADA′ amène la particule en des régions de potentiel plus bas, la vitesse augmente.

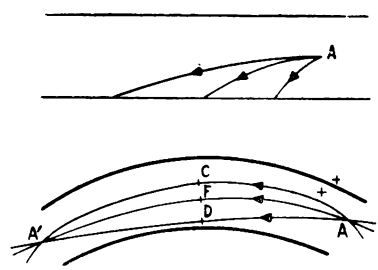


Fig. I-18

La vitesse est donc en C plus faible, en D plus élevée qu'en F. Il en résulte que la courbure de la trajectoire passant par C est plus forte que celle de la trajectoire passant par F, et celle de la trajectoire passant par D plus faible. Par suite, ces trajectoires se recoupent en un certain point A′, dont on pourra régler la position en ajustant la différence de potentiel qui existe entre les électrodes, donnant le champ électrique radial.

III-8. Double focalisation : en direction et en grandeur de vitesse.

Aucun des deux dispositifs précédents ne suffit à focaliser des particules issues d'une source ponctuelle si leurs vitesses diffèrent à la fois en grandeur et en orientation. Cette double focalisation se réalise en combinant deux déviations successives, l'une électrique, l'autre magnétique: on compense les deux dispersions de déviation dues à la variation de $\vec{v}$ et on ajoute les dispersions de déviation dues à des différences de e/m.

III-8.1. Origine des dispersions de vitesse.

Quelle est l'origine des dispersions de $|\vec{v}|$ et de la direction de $\vec{v}$? Suivant le processus qui donne naissance aux particules électrisées, les conditions peuvent être assez différentes.

Il y a, en gros, deux exemples bien tranchés.

III-8.2. Particules produites par transformation radioactive.

Une particule provenant de la désintégration d'un noyau radioactif naturel ou artificiel a une grandeur et une direction de sa vitesse imposées au physicien. La nature d'une telle particule est connue, donc aussi sa

masse et sa charge. C'est la vitesse initiale que l'on veut déterminer pour connaître son énergie cinétique.

Il ne semble guère (1) que l'on ait étudié jusqu'ici, par focalisation dans un champ d'induction, d'autres particules que les électrons négatifs (rayons β), les rayons α (noyaux d'atomes d'hélium) issus de transformations radioactives et les particules (protons, deutons, etc.) provenant de réactions nucléaires, pour connaître leur spectre d'énergie (voir planche X).

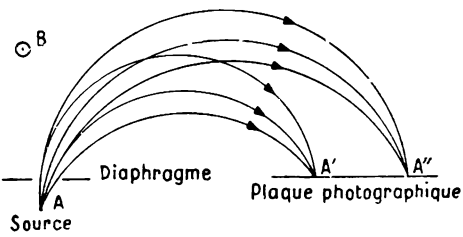


Fig. I-19

Dans le vide, les particules décrivent des trajectoires en demi-cercle sous l'action d'un champ d'induction et sont rassemblées sur une plaque photographique. Une fente limite l'angle au départ pour augmenter la finesse de l'image reçue en A'.

La plaque photographique montre un spectre d'énergie où des raies ou des bandes indiquent quelles sont les énergies privilégiées à l'émission. On a ainsi le spectre α ou le spectre β de la transformation radioactive qui se produit dans la source.

Plus la vitesse est grande, plus le point A' de focalisation se trouve écarté de la source. La position de A' donne le rayon de courbure R de la trajectoire:

$$R = \mathrm{AA}'/2,$$

et donne v par la relation:

$$R = \frac{mv}{eB},$$

puisque m et e sont connus d'avance et que B est mesuré. Comme m est connu on en déduit l'énergie cinétique $mv^2/2$.

III-8.3. Ions dans les spectrographes et spectromètres de masse.

Dans ces deux appareils les conditions sont pour ainsi dire inverses des précédentes. La connaissance des vitesses des ions est sans intérêt. Dans les *spectrographes* de masse, c'est la masse que l'on veut déterminer avec une très grande précision afin de prévoir les énergies des réactions nu-

(1) On doit cependant indiquer que Thibaud a employé un champ d'induction non uniforme pour focaliser des électrons positifs qui y décrivent des trochoïdes.

cléaires. Dans les *spectromètres* de masse, c'est l'abondance des ions d'une masse donnée ou la nature des ions présents que l'on veut connaître.

Tandis que le physicien n'est maître ni de la direction ni de la grandeur de la vitesse des particules issues de substances radioactives, il dispose au contraire dans une très large mesure de la direction et de l'énergie cinétique que possèdent les ions à leur arrivée dans les dispositifs déflecteurs. La dispersion des directions des vitesses dépend de la géométrie de la chambre à ionisation, celle des grandeurs des vitesses dépend des conditions géométriques.

III-9. Comparaison des buts et des conditions de fonctionnement des spectrographes et des spectromètres de masse.

III-9.1. Cas des spectrographes.

Les spectrographes de masse ont été réalisés surtout pour la mesure absolue très précise des masses des ions.

Cette mesure permet en effet d'évaluer la stabilité des noyaux et les énergies mises en jeu dans les réactions nucléaires, une variation Δm de masse étant liée à une énergie E par la relation d'Einstein:

$$E = c^2 \Delta m.$$

On arrive actuellement dans les laboratoires de recherches spécialisés à déterminer les masses atomiques avec 6 chiffres significatifs.

Une telle précision nécessite une double focalisation des ions, c'est-à-dire que tous les ions d'un e/m donné doivent être focalisés en un même point de la plaque photographique, quelles que soient la direction et la grandeur de leur vitesse initiale. On obtient ainsi des spectres de masse dont chaque raie, caractéristique d'un e/m donné, est plus fine que les raies données par les spectrographes à prisme de l'optique.

III-9.2. Cas des spectromètres.

Les spectromètres de masse ont des buts tout différents. Ils servent à un « travail de routine » dans des laboratoires généralement industriels. Ils sont étalonnés en e/m grâce à des ions bien connus. Ils sont plus ramassés que les spectrographes et les courants ioniques y sont plus élevés.

On leur demande généralement:

— soit une analyse très rapide de la nature des ions et la mesure de leur abondance.

La nature des ions a été déterminée par lecture de leur position d'arrivée sur une plaque photographique ou sur un électromètre. Actuellement, on

détermine la valeur de B amenant les ions sur la fente de sortie. De e/m on déduit leur nature.

La mesure de leur abondance est plus délicate. Elle peut utiliser l'étalonnage du noircissement d'une plaque photographique en fonction de la concentration d'ions connus. Actuellement on préfère mesurer, au moyen d'une lampe électromètre, le courant d'ions de e/m donné.

— soit un rapport d'abondance de deux isotopes.

Le plus souvent on désire suivre l'enrichissement d'un mélange en un isotope donné. On est ramené alors à des mesures relatives de courants à l'électromètre.

III-10. Sources d'ions dans les spectrographes et spectromètres de masse.

Avant de pénétrer dans les dispositifs déflecteurs, les ions dont on veut mesurer le rapport e/m ou l'abondance, doivent bien entendu être créés dans une chambre d'ionisation. En outre, ils sont accélérés par un champ électrique leur donnant une énergie cinétique initiale aussi bien définie que possible.

III-10.1. Production.

Le dispositif employé par J. J. Thomson dans la méthode des paraboles peut être regardé comme l'ancêtre des spectrographes de masse.

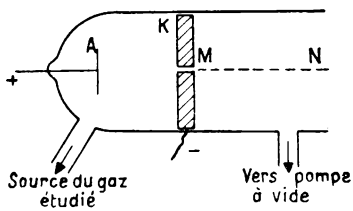


Fig. I-20

Une décharge électrique était produite dans un gaz dont la pression était de l'ordre de 1/100 mm de mercure. Il y a ionisation par choc dans le gaz situé entre l'anode A et la cathode K. Les électrons se rendent à l'anode A et constituent les rayons cathodiques.

Les ions positifs se rendent à la cathode. Si celle-ci est perforée d'un petit trou, les ions positifs qui en sortent en M N forment ce que l'on appelle les rayons canaux. Ce sont ces rayons canaux qui étaient envoyés par J. J. Thomson (1) dans les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ de déflexion.

Dans ce dispositif très simple les ions sont simultanément produits et accélérés. Leurs énergies cinétiques ont une dispersion de l'ordre de 1 000 électrons-volts. Sur la parabole correspondant à la valeur e/m des ions

(1) J. J. THOMSON, *Rays of positive electricity and their application to chemical analysis* (Londres, 1913)

étudiés, cette dispersion donnait un arc et non un point. Ceci était plus commode mais diminuait la sensibilité à des traces de gaz.

Dans le premier spectrographe de masse, dû à Aston, les ions étaient produits (1) par un dispositif analogue au précédent. Aston utilisait la double focalisation pour obtenir des raies fines malgré la dispersion des énergies cinétiques (environ 1 000 eV).

Dans les spectrographes construits ultérieurement, tel celui de Dempster, on a cherché à mieux séparer la création des ions et leur accélération. Cette tendance s'est renforcée avec le développement des spectromètres de masse.

Actuellement, on n'utilise plus guère les substances étudiées que sous forme de gaz ou de vapeur. Ceci peut obliger si elles sont solides ou liquides, à les chauffer au moyen d'un four électrique.

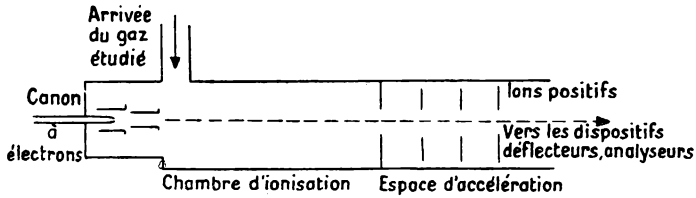


Fig. I-21

L'ionisation est produite en bombardant par un canon à électrons (2), les molécules du gaz (ou de la vapeur). La source d'électrons est constituée par un fil ou ruban, généralement en tungstène, porté à l'incandescence par passage d'un courant. Il y a émission d'électrons par effet Edison.

Ces électrons sont accélérés par des anodes successives dont la forme et la position assurent une certaine focalisation électrostatique: le faisceau d'électrons doit être aplati. On peut employer un champ magnétique auxiliaire parallèle à la direction moyenne du faisceau, ce qui donne aux électrons des trajectoires en hélice de petit rayon: leur parcours dans le gaz est plus long, ce qui est favorable à la production de nombreux ions positifs.

Dempster utilisait un sel solide de l'élément étudié. Il en enduisait un filament métallique que l'on pouvait chauffer par passage d'un courant électrique. Le sel s'évaporait partiellement sous forme d'ions positifs que l'on accélérait. Ce dispositif avait des inconvénients qui l'ont fait abandonner.

(1) F. W. ASTON, *Philos. Magazine*, 47, 1923, p. 385.
(2) A. O. NIER, *Review of Scient. Instruments*, 18, 1947, p. 398.

On a aussi utilisé une source constituée par une tige du métal étudié placée dans un anneau. Une étincelle haute fréquence éclate entre les deux. Il y a malheureusement dispersion de vitesse (100 V).

III-10.2. **Focalisation au départ et accélération des ions.**

Les sources d'ions actuelles commencent à utiliser les ressources de l'optique électronique pour que les trajectoires des ions se coupent en un point S avant leur entrée dans le dispositif accélérateur qui précède le système déflecteur. Le dispositif accélérateur donne de S une image électronique S', et le système déflecteur, avec simple ou double focalisation, donne de S' l'image finale S'' sur la plaque photographique ou sur la fente d'entrée d'un électromètre. Pour qu'à l'arrivée des ions sur la plaque les raies soient fines, il faut nécessairement qu'au départ S soit aussi fin que possible. Dans la réalité, le dispositif accélérateur n'est pas un système centré mais se compose de diaphragmes conducteurs percés de fentes ayant vis-à-vis des ions des propriétés de lentilles électroniques cylindriques.

Voyons par exemple le cas très simple d'une plaque métallique P percée d'un trou circulaire. Cette plaque se comporte comme une lentille mince: les ions passant par un point A sont focalisés en A' tel que:

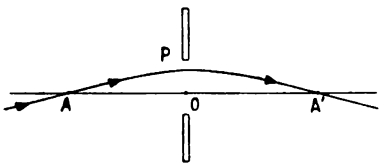


Fig. I-22

$$\frac{1}{\overline{OA}} - \frac{1}{\overline{OA'}} = \frac{1}{\overline{OF}}.$$

avec:

$$OF = 2V/[E_{A'} - E_A],$$

où $E_{A'}$ et E_A sont les valeurs du champ électrique en A' et A, et V la différence de potentiel entre la plaque P et la source dont on suppose les ions issus avec une vitesse initiale nulle.

Si la vitesse initiale n'était pas nulle mais v_0, on devrait remplacer V par $V + V_0$ où $eV_0 = \frac{1}{2}mv_0^2$.

OF et par suite A' dépendraient de v_0. Il en résulterait ce que l'on appelle une aberration chromatique. On réduira cette aberration en prenant $V \gg V_0$.

On a cherché à réaliser les sources où v_0 soit faible. Parmi ces sources on peut citer celles de Coggeshall et Jordan (1) et celle de Barnard (2).

Cette source ne fait pas intervenir le champ magnétique.

(1) N. D. COGGESHALL et E. B. JORDAN, *Review of Scient. Instr.* 14, 1943, p. 125.
(2) G. P. BARNARD, *Nature*, 164, 1949, p. 283.

Par contre, celle de Barnard utilise un champ magnétique normal au plan du dessin, d'environ 0,3 ampère/mètre.

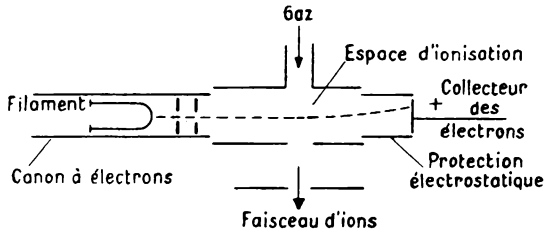


Fig. I-23.—Source d'ions de Coggeshall et Jordan.

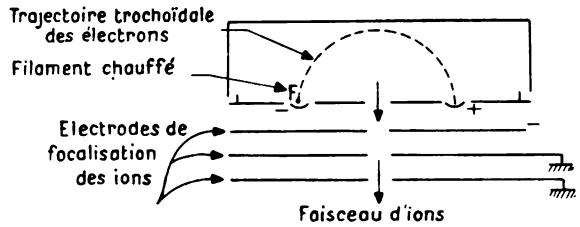


Fig. I-24.—Schéma de la source d'ions de Barnard.

Dans ce dispositif, la trajectoire trochoïdale des électrons leur assure un long chemin dans le gaz, ce qui est favorable à l'ionisation.

III-10.3. **Degré de vide nécessaire.**

La pression du gaz ne doit pas être trop basse dans la chambre d'ionisation, car le nombre d'ions créés est proportionnel à la pression du gaz. Elle ne doit pas non plus être trop élevée, car les ions seraient diffusés dans toutes les directions par les chocs moléculaires. On adopte une valeur de compromis de 10^{-3} à 10^{-4} mm.

Dans l'espace d'accélération et le dispositif déflecteur, la présence de molécules de gaz ne saurait être que nuisible à cause des chocs qu'elles peuvent donner aux ions. Le libre parcours d'un ion doit être au moins égal aux dimensions de l'appareil. En pratique la pression est comprise entre 10^{-5} et 10^{-7} mm. Si la pression s'élève, les raies s'élargissent, le pouvoir de résolution ou la précision sur m diminuent. On emploie donc des pompes à diffusion à gros débit, ce débit pouvant atteindre 100 litres par seconde.

On constitue habituellement l'installation de vide du spectrographe ou spectromètre de masse suivant le schéma ci-dessous:

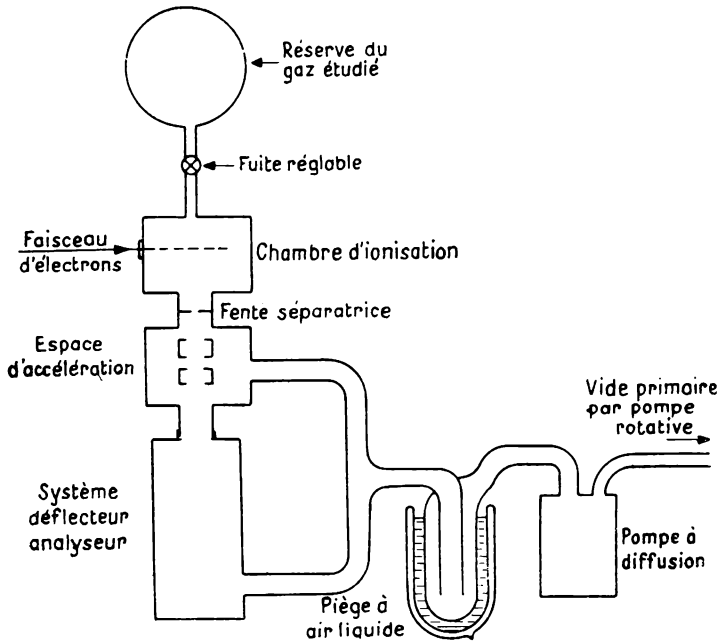


Fig. I-25

On y voit qu'un flux de gaz venant du ballon réserve s'écoule continuellement dans la chambre d'ionisation puis pénètre dans l'espace d'accélération, en partie à l'état d'ions, en partie à l'état de molécules. Les molécules sont évacuées par la pompe à diffusion et la pression est très faible au-delà de la fente séparatrice. Au contraire, grâce à leur vitesse initiale élevée, les ions suivent dans les champs déflecteurs la trajectoire prévue.

Le piège à air liquide est nécessaire pour abaisser la tension de vapeur des graisses des rodages et robinets, et des huiles des pompes. Sans lui, on constate l'existence en abondance d'ions indésirables: H_2, OH, H_2O, CO, C_2H_5, C_3H_5, C_3H_7, etc.

III-11. **Spectrographes de masse.**

Le paragraphe III-10 est applicable aussi bien aux spectrographes qu'aux spectromètres de masse. Nous allons maintenant voir les dispositifs de double focalisation utilisés dans les spectrographes de masse. Au point de

vue de la construction, la présence de la double focalisation constitue la différence essentielle entre ces appareils et les spectromètres.

III-11.1. **Spectrographe d'Aston (1919).**

Grâce aux diaphragmes D, D' la direction de la vitesse des ions est bien définie, il suffit d'une focalisation des valeurs de vitesse.

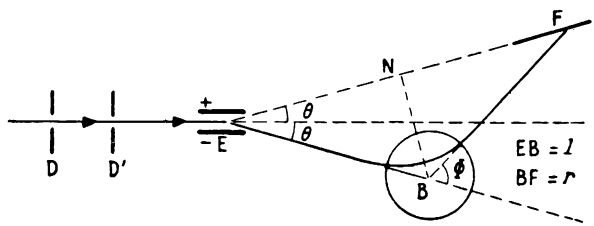


Fig. I-26

Si l'on désigne par V la différence de potentiel qui a accéléré les ions, et v leur vitesse dans le système déflecteur, nous avons:

$$eV = \frac{1}{2} mv^2.$$

Un calcul simple montre que le champ électrique E donne une déviation θ:

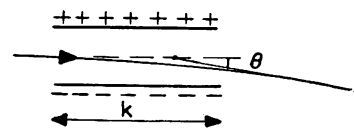


Fig. I-27

$$z = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}t^2 \qquad y = vt$$

$$\operatorname{tg}\theta = \mathrm{d}z/\mathrm{d}y = \frac{eE}{m}\frac{y}{v^2} = \frac{eE}{mv^2}k, \qquad \theta \# k\frac{eE}{mv^2} = k\frac{E}{2V}, \tag{1}$$

et que le champ d'induction magnétique B donne une déviation Φ:

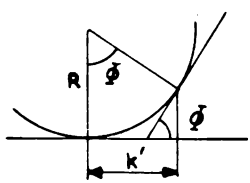


Fig. I-28

$$R = mv/eB, \qquad \Phi \# k'/R,$$

$$\Phi = k'\frac{eB}{mv} = \frac{k'}{\sqrt{2}}\frac{B\sqrt{e}}{\sqrt{mV}}, \tag{2}$$

k et k' étant des constantes égales à la longueur des parcours des ions dans le condensateur et dans l'entrefer de l'électroaimant.

Tous les ions identiques n'ont pas même vitesse, parce que V n'est pas très bien défini. Pour qu'ils se rencontrent en F, il faut, puisque θ et Φ sont petits, que l'ordonnée:

$$(r + l)\theta - r\Phi$$

ne dépende pas de V ou que:

$$(r + l)\,\mathrm{d}\theta = r\,\mathrm{d}\Phi. \tag{3}$$

Or $\mathrm{d}\theta$ et $\mathrm{d}\Phi$ ne sont pas indépendants:

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\theta} = -\frac{2\,\mathrm{d}v}{v} = +2 \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\Phi};$$

donc on peut éliminer $\mathrm{d}\Phi$ dans (3) par:

$$\mathrm{d}\Phi = \frac{\Phi}{2}\frac{\mathrm{d}\theta}{\theta},$$

ce qui donne:

$$r + l = r\frac{\Phi}{2\theta}. \tag{4}$$

La relation (4) entre Φ, θ, l et r impose à la plaque photographique la position indiquée Fig. I-26. La plaque fait un angle θ avec la vitesse des ions à l'entrée dans le condensateur, or comme $\theta = kE/2V$ (1), θ ne dépend pas de la masse des ions. Il y a donc assez bonne focalisation des ions dans un assez grand intervalle de masses.

III-11.2. **Spectrographe de Dempster à simple focalisation (1918).**

Cet appareil ressemble beaucoup aux spectrographes à rayons alpha ou bêta décrits pages 61 et 62. Les ions de masse m donnée ont sensiblement même énergie cinétique:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV,$$

V désignant la différence de potentiel qui a servi à les accélérer. Ils sont seulement focalisés en direction par un champ magnétique normal à leur vitesse (fig. I-29).

Cet appareil appartient plutôt à la catégorie des spectromètres, car il est plus sensible que précis. Pendant la guerre, aux Etats-Unis, Lawrence l'a utilisé en série pour préparer l'isotope ^{235}U de l'uranium, isotope qui était la matière explosive de la bombe atomique.

Les ions provenaient du fluorure d'uranium UF_6, préparé à partir d'uranium naturel où l'isotope ^{238}U inactif est prépondérant. Les spectrographes du type Dempster étaient tous placés dans l'entrefer de l'électroaimant (94 cm de diamètre) du cyclotron de Berkeley, d'où le nom de CALUTRON: CALifornia University CyclOTRON.

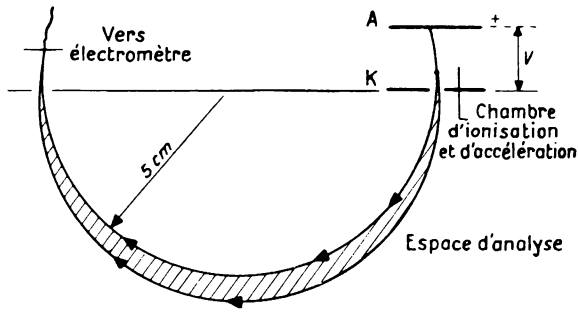


Fig. I-29

III-11.3. **Spectrographe de Dempster à double focalisation (1935).**

Les ions traversent d'abord un champ électrique radial (page 61) assurant une focalisation des directions de vitesse, puis un champ magnétique uniforme effectuant simultanément la focalisation des directions et celle des grandeurs de vitesse.

Le champ électrique radial s'étend sur 90°. De la fente d'entrée F il donne une image en F_1 pour les ions de vitesse v_1 et en F_2 pour les ions de vitesse v_2 ($v_2 < v_1$). A partir de F_1 F_2 les ions entrent dans le champ magnétique uniforme normal au plan de la figure. Ce champ réunit en F', après rotation de 180° de leur vitesse, tous les ions, ceux ayant passé par F_1 aussi bien que ceux ayant passé par F_2. En toute rigueur cette double focalisation n'est parfaite que pour des ions d'une masse donnée.

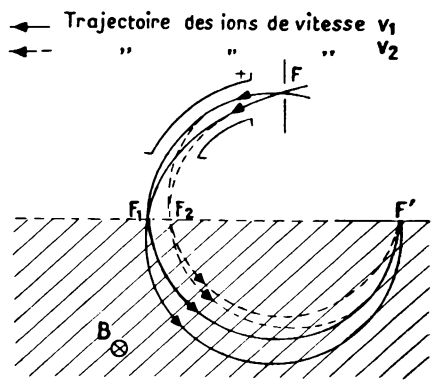


Fig. I-30

Il existe d'autres spectrographes de masse à double focalisation voisins de celui de Dempster, tel celui de Bainbridge et Jordan. Nous ne les décrirons pas car ils n'ont pas d'avantage marqué.

III-11.4. **Spectrographe de Mattauch et Herzog.**

Ce spectrographe (1) (2) est actuellement le plus perfectionné.

(1) J. MATTAUCH et R. HERZOG, *Zeits. fur Physik* 89, p. 786, 1934.

(2) Une description détaillée du nouveau modèle se trouve dans l'article de H. EWALD, *Zeitschrift für Naturforschung*, I, p. 131, 1946.

Ses avantages sont les suivants:

1° raies très fines grâce à la double focalisation,

2° double focalisation assurée rigoureusement dans toute l'échelle des masses m des ions,

3° sur la plaque photographique l'abscisse des raies est proportionnelle à $\sqrt{m}$, donc les interpolations sont aisées. Cependant l'erreur absolue sur m augmente avec m:

(abscisse $x = k\sqrt{m}$, donc $\Delta m = \frac{2}{k}\sqrt{m}\,\Delta x$ et Δm croît avec m à Δx constant).

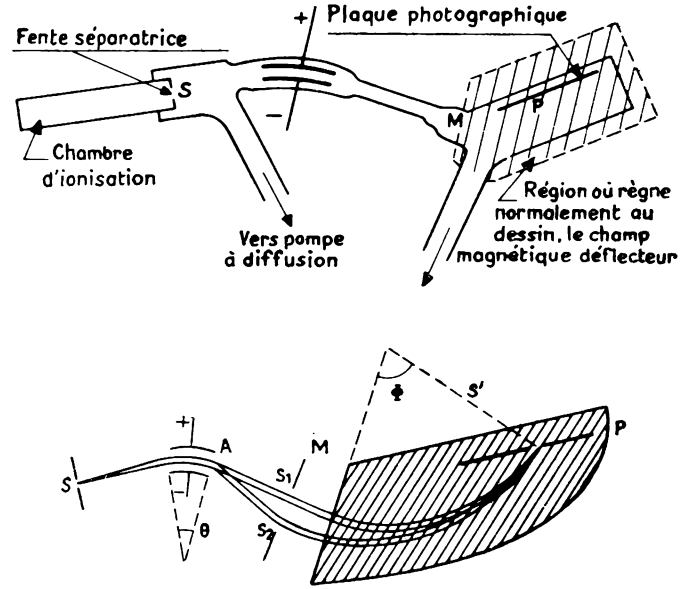


Fig. I-31

La chambre d'ionisation est soit un tube à décharge dans un gaz raréfié, soit une étincelle de haute fréquence si le corps étudié est solide. Les ions en sortent en S avec des vitesses divergeant de 1 à 2°. Le champ électrique radial d'angle au centre $\theta = 31{,}8°$ donne de la fente séparatrice S une image à l'infini dans une direction bien déterminée (A S_1 ou A S_2) pour chaque valeur (v_1 ou v_2) de la vitesse des ions. De ces diverses images à l'infini, le champ magnétique donne en S' une image unique, après une déviation Φ égale à 90°. La position de cette image S' est caractéristique du e/m des ions et son intensité est fonction de l'abondance des ions. Cet appareil permet de mesurer m avec une erreur absolue Δm de l'ordre de 10^{-6} u.m.a.

III-11.5. **Spectrographes de masse utilisant la séparation dans le temps.**

On a cherché à éliminer la diminution de la précision du spectrographe de Mattauch qui se produit quand m augmente. Pour cela on a construit des appareils tout différents dans leur principe.

Supposons qu'on applique subitement un champ électrique E entre deux électrodes planes et parallèles.

Un ion partant sans vitesse initiale du point O situé sur A est soumis à la force eE donc à l'accélération eE/m.

Il se trouve à l'instant t à la distance x telle que:

$$x = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}t^2.$$

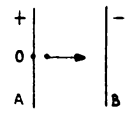


Fig. I-32

S'il se trouve en O des ions de diverses natures et qu'on applique brusquement le champ E, ce sont les ions les plus légers qui arriveront les premiers en B. Il s'opère une séparation des ions dans l'espace: à un instant donné les ions les plus légers sont en avant des plus lourds. Il s'opère une séparation dans le temps: à une distance donnée arrivent d'abord les ions légers puis les ions lourds.

Ces modes de séparation sont utilisés dans deux spectrographes récents.

III-11.5.1. ***Spectrographe de masse à temps de vol.*** — Nous avons vu au paragraphe III-3 que dans un champ d'induction magnétique uniforme B un ion décrit un cercle avec une période:

$$T = 2\pi/\omega = m \cdot 2\pi/eB.$$

Cette période, indépendante de la vitesse de l'ion, est proportionnelle à sa masse.

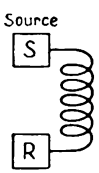


Fig. I-33

Goudsmit (1) (2) fait décrire aux ions une hélice et mesure le temps nT nécessaire pour parcourir n spires de S à R.

La séparation en temps des isotopes est proportionnelle à n. Goudsmit choisit n = 7. Pour pouvoir mesurer le temps $7T$ que mettent les ions à décrire 7 spires, ceux-ci sont émis par impulsions très courtes de l'ordre du centième de microseconde. Le temps $7T$ est mesuré avec une précision de 10^{-8} seconde grâce aux techniques employées par le radar. Sur l'écran d'un oscillographe, on voit les impulsions correspondant aux divers ions. Dans les conditions expérimentales de Goudsmit le temps mesuré était de 10^{-5} seconde pour un proton. Pour des ions lourds, tel que le xénon

(1) S. A. GOUDSMIT, *Phys. Rev.*, 1948, 74, p. 1537.
(2) E. E. HAYS, P. J. RICHARDS et S. A. GOUDSMIT, *Phys. Rev.*, 1951, 84, p. 824.

$m = 130$, ce temps devenait de l'ordre du millième de seconde donc facile à mesurer. L'erreur absolue sur m était $\Delta m \# 0{,}001$ quel que soit m. Le pouvoir séparateur sur m est ramené ici à un pouvoir séparateur en temps, par exemple $\Delta m = \pm 1$ correspondait à des différences de temps de 8 microsecondes.

III-11.5.2. ***Spectrographe de masse haute fréquence.*** — Bennett [1] a construit un tube électronique à 4 grilles. Ces grilles sont portées à des tensions de polarisation et de haute fréquence calculées de sorte que seuls les ions ayant un e/m déterminé puissent les franchir toutes et arriver à l'électrode qui les capte. Ce tube évite l'emploi d'un champ magnétique.

III-12. Spectromètres de masse.

Les spectromètres de masse actuellement en usage dérivent de deux types, celui de Dempster et celui de Nier. Les uns et les autres comportent actuellement des dispositifs de balayage qui, en faisant varier un champ, font défiler les ions de divers e/m sur la fente précédant une lampe-électromètre. Après amplification de la tension sur la grille de cette lampe et enregistrement, on obtient ainsi automatiquement une courbe donnant l'abondance des ions en fonction de leur masse. L'emploi de ces appareils est ainsi rendu très pratique. La construction est simplifiée parce que les ions de même e/m sont monocinétiques.

La qualité de cet appareil se mesure par son pouvoir séparateur $\delta = \Delta m/m$ où Δm désigne la plus petite variation décelable autour de la masse atomique m. On arrive actuellement à des valeurs de δ voisines de 1/50 000.

III-12.1. Spectromètre de Dempster et Bleakney.

La majeure partie de l'enceinte est en verre. Dans l'espace d'accélération, les ions subissent une chute de potentiel V, et en sortent avec la vitesse v telle que:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V. \tag{1}$$

Ensuite, comme déjà indiqué, § III-11.2, ils décrivent un demi-cercle dans le champ magnétique. Le rayon R de ce cercle est, comme on l'a vu page 56:

$$R = mv/eB. \tag{2}$$

Le diamètre du cercle est, en éliminant v entre (1) et (2):

$$2R = \frac{2\sqrt{2V}}{B} \cdot \sqrt{\frac{m}{e}}. \tag{3}$$

(1) W. H. Bennett, *Journal of appl. Phys.*, 1950, 21, p. 143.

La fente de sortie étant fixe, $2R$ doit rester constant. Le balayage peut avoir lieu par variation du potentiel V ou du champ d'induction B. A un instant donné ce sont les ions tels que leur e/m satisfasse (3) avec les valeurs de V et B à cet instant qui sont reçus par la lampe électromètre. Si l'on utilise la variation de B, on prend généralement un milliampèremètre enregistreur. Le déroulement de la bande de papier enregistreuse est lié à la variation de B donc fonction de la masse des ions, la valeur du courant indiquera leur abondance.

Le balayage peut avoir lieu plus vite que par variation de B, en faisant varier V suivant une tension en dents de scie (parce qu'il n'y a pas d'effets de self-induction) et on peut en profiter pour produire B par un aimant permanent.

On synchronisera sur la variation de V le balayage horizontal d'un oscillographe cathodique. La déviation verticale de son spot sera proportionnelle, après l'amplification, à la charge reçue par la lampe électromètre donc à l'abondance des ions. Il est commode d'utiliser un tube cathodique à persistance d'écran pour que le balayage puisse être lent (bonne forme des raies) bien que l'oeil ait l'impression d'une image stable.

III-12.2. **Spectromètre de Nier.**

Ce spectromètre est de construction plus économique que le précédent. En effet la déviation dans le champ d'induction y étant plus faible (45 à 90° suivant les modèles) les dimensions de la région où règne ce champ sont bien plus faibles. Il en résulte des dimensions plus réduites de l'électro-aimant ou de l'aimant permanent.

Ce spectromètre utilise les propriétés focalisatrices d'un espace en forme de secteur où règne un champ d'induction.

Dans la zone hachurée existe un champ d'induction magnétique. Soient ε_1 et ε_2 les angles d'incidence et d'émergence, Φ la déviation, R_1 et R_2 les rayons de courbure des pièces polaires en I_1 et en I_2 et r le rayon de courbure de la trajectoire des ions dans le champ B.

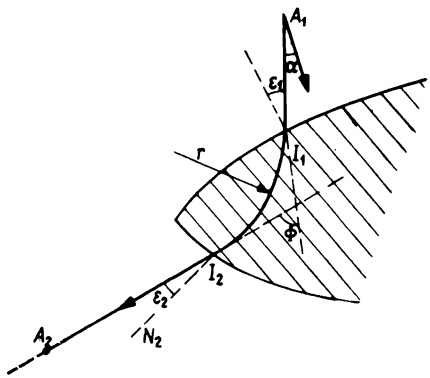


Fig. I-34

Considérons des ions issus de A_1 avec des vitesses v égales mais faisant un petit angle α avec la trajectoire moyenne A_1I_1.

Ces ions seront focalisés, au premier ordre, au point A_2 si (1) la condition suivante est satisfaite:

$$r \sin \Phi + l_1 \frac{\cos(\Phi - \varepsilon_1)}{\cos \varepsilon_1} + l_2 \left[\frac{\cos(\Phi - \varepsilon_2)}{\cos \varepsilon_2} - \frac{l_1}{r} \frac{\sin(\Phi - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2} \right] = 0, \quad (1)$$

avec:

$$l_1 = A_1 I_1 \quad \text{et} \quad l_2 = A_2 I_2.$$

L'aberration du deuxième ordre, en α^2, est annulée en A_2 si la condition (2) est remplie:

$$r \left[\frac{\gamma_1}{R_1} + \frac{\gamma_2}{R_2} \right] = C_1 + C_2, \quad (2)$$

avec:

$$\begin{cases} 1/\gamma_1 = \cos^3 \varepsilon_1 [1 + (\operatorname{tg} \varepsilon_1 + r/l_1)^2]^{3/2} \\ 1/\gamma_2 = \cos^3 \varepsilon_2 [1 + (\operatorname{tg} \varepsilon_2 + r/l_2)^2]^{3/2} \\ C_1 = \left(\frac{r}{l_1}\right)^2 (3 \operatorname{tg} \varepsilon_1 + r/l_1) [1 + (\operatorname{tg} \varepsilon_1 + r/l_1)^2]^{-3/2} \\ C_2 = \left(\frac{r}{l_2}\right)^2 (3 \operatorname{tg} \varepsilon_2 + r/l_2) [1 + (\operatorname{tg} \varepsilon_2 + r/l_2)^2]^{-3/2} \end{cases}$$

Ces ions de e/m donné sont sensiblement monocinétiques car ils sont accélérés par une différence de potentiel élevée, de l'ordre de 1000 volts.

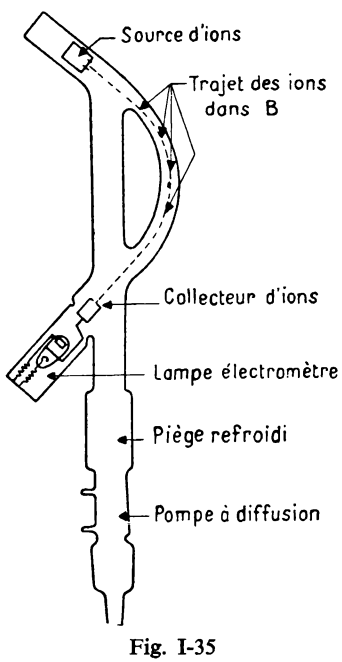


Fig. I-35

En choisissant des incidences normales ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$) la condition (2) précédente montre que l'emploi de pièces polaires à surfaces limites courbes supprime l'aberration du second ordre.

Il est toutefois plus facile d'usiner des pièces polaires terminées par des plans: $R_1 = R_2 = \infty$. On supprimera alors l'aberration du second ordre si l'on fait $C_1 + C_2 = 0$. Il est commode de réaliser un appareil symétrique: $l_1 = l_2$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$. Une solution de (2) est alors $C_1 = C_2 = 0$ ou

$$3 \operatorname{tg} \varepsilon + r/l = 0; \quad (3)$$

ceci avec (1) donne alors la relation:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = -\frac{1}{2} \operatorname{tg} \Phi/2. \quad (4)$$

(1) R. HERZOG, *Zeits. für Physik*, 89, p. 447 et 786, 1934.

Il suffira d'incliner la trajectoire incidente sur la normale d'un angle ε donné par (4) à partir de Φ, la focalisation aura lieu à la distance l donnée par (3). Par exemple si $\Phi = 60°$, ce qui est souvent choisi, il faudra prendre $\varepsilon = 16°6'$; si $\Phi = 90°$ il faudra $\varepsilon = 26{,}5°$.

La coupe ci-contre montre une réalisation commerciale d'un spectromètre type Nier construit en métal. On remarquera la simplicité des moyens employés pour assurer un vide de 10^{-7} mm, le collecteur d'ions possède deux fentes successives. La seconde est négative par rapport à la première et repousse les électrons secondaires créés sur celle-ci par le bombardement des ions positifs.

Le courant d'ions peut atteindre $5 \cdot 10^{-11}$ ampère. Il suffit d'un microgramme d'une substance pour l'analyser.

III-13. Applications des spectrographes et spectromètres de masse.

Comme nous l'avons déjà dit, les spectrographes de masse servent surtout aujourd'hui à déterminer dans les laboratoires de recherche fondamentale les masses des divers atomes, radioactifs ou non, avec assez de précision pour que l'on puisse en tirer des conclusions sur leur stabilité et évaluer les énergies mises en jeu dans les réactions nucléaires les concernant. Nous reviendrons plus loin sur cette question des énergies.

Les spectromètres de masse servent surtout dans les laboratoires industriels. Leurs principaux usages sont les suivants:

III-13.1. Analyse chimique quantitative.

Un gaz, ou une vapeur, à analyser est conduit dans la chambre d'ionisation du spectromètre. Les divers composants du gaz donnent en général des ions de e/m différents.

On peut ainsi, avec plusieurs fentes de sortie suivies de plusieurs lampes-électromètre, effectuer l'analyse permanente d'un gaz dont la composition varie au cours d'une fabrication.

Dans l'industrie du pétrole, pour l'analyse rapide des hydrocarbures le spectromètre est très précieux: par exemple ([1]), il donne en 4 heures la composition d'un mélange qui par distillation fractionnée avec colonne à plateaux exigerait 10 jours.

Une complication est que lorsque, pour créer des ions, on bombarde par des électrons la vapeur étudiée on n'obtient pas qu'une seule espèce

(1) G. P. BARNARD, *Modern mass spectrometry*, The Institute of physics, Londres, 1953.

d'ions pour une molécule donnée, en général plusieurs sortes d'ions apparaissent et leur abondance relative dépend de l'énergie des électrons incidents. Pour avoir des conditions bien définies, on donne généralement à ceux-ci une énergie d'environ 100 électrons-volts.

Considérons quelques exemples simples de gaz ayant même masse moléculaire 28:

1° Une molécule d'azote, N_2, donne naissance aux ions suivants:

M/e	intensité	nature de l'ion	M/e	intensité	nature de l'ion
14	4,32	$^{14}N_2^{++}$	29	0,74	$^{14}N\ ^{15}N^+$
15	0,02	$^{15}N^+$ isotope	30	0,05	$^{15}N_2^+$
28	100	$^{14}N_2^+$			

Le rapport *M/e* est mesuré en prenant comme unité le *m/e* de l'ion hydrogène H^+ (fig. I-36).

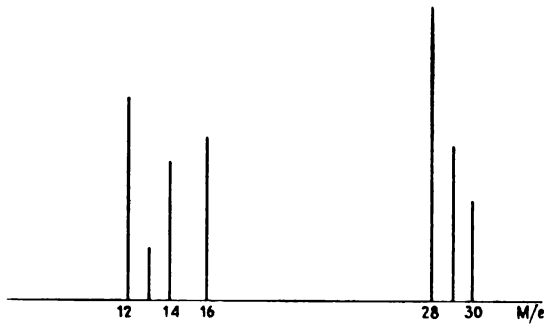


Fig. I-36.—Schéma du spectre de masse obtenu avec N_2.

2° Une molécule d'oxyde de carbone, CO, donne naissance aux ions suivants (fig. I-37):

M/e	intensité	nature de l'ion	M/e	intensité	nature de l'ion
12	4,71	$^{12}C^+$	28	100	$^{12}C\ ^{16}O^+$
13	0,05	$^{13}C^+$	29	1,16	$^{13}C\ ^{16}O^+$
14	0,75	$^{12}C\ ^{16}O^{++}$	30	0,22	$^{12}C\ ^{18}O^+$
16	1,67	$^{16}O^+$			

Cette rupture des molécules en plusieurs ions, donne un spectre caractéristique de la molécule et non un seul *m/e*. Ceci est précieux puisqu'il devient ainsi possible de distinguer des molécules de même masse mais de nature chimique différente. Dans bien des cas, même des corps isomères peuvent ainsi être distingués.

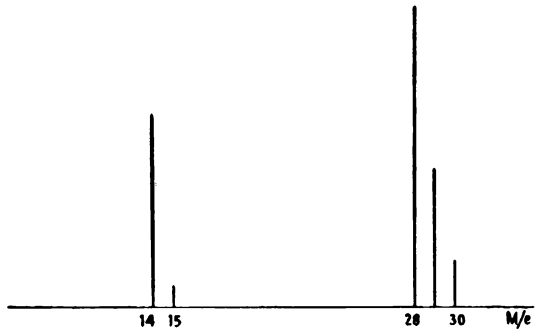


Fig. I-37.—Schéma du spectre de masse obtenu avec CO.

3° Une molécule d'éthylène C_2H_4 donne les ions suivants (fig. I-38):

M/e	intensité	nature de l'ion	M/e	intensité	nature de l'ion
1	4,11	$^{12}C^+$	24	3,71	$^{12}C_2^+$
2	0,51	$^1H_2^+$	25	11,7	$^{12}C_2\ ^1H^+$
12	2,14	$^{12}C^+$	26	62,3	$^{12}C_2\ ^1H_2^+$
13	3,52	$^{12}C\ ^1H^+$	27	64,8	$^{12}C_2\ ^1H_3^+$
13,5	0,42	$^{12}C_2\ ^1H_3^{++}$	28	100	$^{12}C_2\ ^1H_4^+$
14	6,31	$^{12}C\ ^1H_2^+$	29	2,21	$^{12}C\ ^{13}C\ ^1H_4^+$
15	0,56	$^{12}C\ ^1H_3^+$	30	0,04	$^{13}C\ ^1H_4^+$

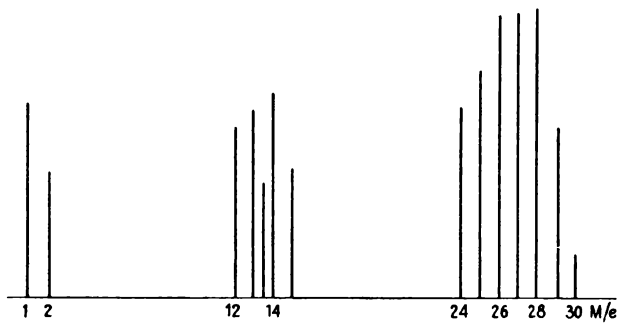


Fig. I-38.—Schéma du spectre de masse obtenu avec C_2H_4.

Il arrive que certains ions sont métastables et se brisent en donnant deux ions plus stables. Les pics d'enregistrement correspondant à ces ions métastables sont flous. Un exemple simple est celui-ci:

$^1H_2^+$	→	$^1H^+$	+	^1H
molécule ionisée d'hydrogène		atome iooisé d'hydrogène		atome neutre

III-13.2. **Etudes de cinétique chimique.**

Un spectromètre de masse, équipé de plusieurs lampes électromètres permet l'enregistrement continu de la concentration de divers constituants d'un gaz. S'il y a des composés intermédiaires peu stables, leur vie peut être assez longue pour les déceler au spectromètre de masse.

III-13.3. **Etudes de structure moléculaire.**

Dans la chambre d'ionisation, c'est à partir d'un certain potentiel V_0 que les électrons brisent une liaison R-X dans la molécule RX en créant un ion R^+. Ce potentiel V_0 se repère grâce à l'apparition de l'ion R^+ dans le spectromètre de masse. A partir de V_0 on peut calculer l'énergie de dissociation de la réaction $RX \rightarrow R+X$. La valeur de cette énergie est un renseignement précieux pour les chimistes.

III-13.4. **Mesure de la concentration d'un isotope stable utilisé comme traceur.**

Les isotopes radioactifs sont très utilisés en chimie et en biologie comme éléments marqués car leur détection est très commode et sensible avec un compteur de Geiger-Müller ou à scintillation.

Il existe cependant des cas où l'on est obligé d'employer comme élément marqué un isotope non radioactif autre que le plus abondant dans la nature. Ceci se produit évidemment lorsqu'un élément n'a pas d'isotope radioactif et aussi lorsqu'il s'agit de recherches médicales sur l'homme. Tel est le cas de ^2H, ^{13}C, ^{15}N, ^{18}O. Le spectromètre de masse est alors nécessaire pour retrouver et doser ces isotopes. La technique consiste à marquer un atome du produit dont on étudie le métabolisme, par exemple avec ^{13}C. Puis on prélève sur l'animal un peu de tissu ou de plasma dont on tire un composé volatil sur lequel on cherche au spectromètre l'ion $^{13}C^+$ ou un autre ion tel que $^{13}C\,^1H_n^+$...

III-13.5. **Applications du spectromètre en chimie nucléaire.**

La mesure de la concentration d'un corps radioactif en fonction du temps donne sa vie moyenne. Dans bien des cas un élément radioactif A se transforme en un isotope radioactif B du même élément. Le rapport

$\frac{\text{concentration B+}}{\text{concentration A+}}$ se mesure au spectromètre et est égal (1) au rapport des vies moyennes de B et de A.

L'enregistrement d'un spectre de masse avant et après bombardement d'un élément donné par des particules montre quels sont les isotopes qui ont leur concentration modifiée par ce bombardement.

III-13.6. **Autres applications.**

Il y a de nombreuses autres applications:

Recherches des fuites dans les canalisations de gaz.

Recherches des fuites dans les installations de vide au moyen d'un jet d'hélium dont on décèle à l'aide d'un spectromètre de masse l'entrée dans l'installation.

Détermination de l'âge des couches géologiques, par exemple par mesure du rapport d'abondance des isotopes $^{207}Pb/^{206}Pb$.

(1) A se désintègre suivant: $N_A = N_{0A} e^{-t/\tau_A}$

en perdant pendant dt: $-dN_A = -\frac{N_{0A}}{\tau_A} e^{-t/\tau_A} dt = -\frac{N_A}{\tau_A} dt$ atomes de A

il apparaît alors $\frac{N_A}{\tau_A} dt$ atomes de B, mais il en disparaît par radioactivité $-dN_B = \frac{N_B}{\tau_B} dt$.

Il y a équilibre quand:

$$\frac{N_A}{\tau_A} dt - \frac{N_B}{\tau_B} dt = 0,$$

d'où:

$$\frac{\tau_B}{\tau_A} = \frac{N_B}{N_A}.$$

CHAPITRE IV

STRUCTURE DISCONTINUE DU RAYONNEMENT MÉCANIQUE ONDULATOIRE

IV-1. Le rayonnement du corps noir.

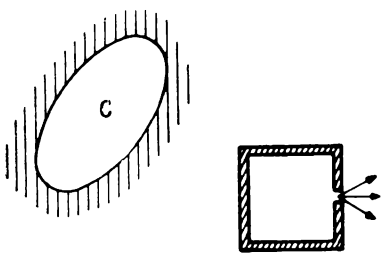


Fig. I-39

La thermodynamique démontre qu'à l'intérieur d'une enceinte vide close C, l'énergie sous forme de rayonnement ne dépend que de la température des parois mais non de leur nature ou de leur forme. En conséquence, si l'on perce un petit trou de surface unité dans une enceinte close:

1° l'énergie totale qui sort ne dépend que de la température T de l'enceinte;

2° la répartition spectrale de cette énergie est la même pour toutes les enceintes à la même température T.

Une telle enceinte est appelée corps noir parce qu'un four percé d'un trou en donne une bonne approximation. Si la température s'élève, le four rayonne par son ouverture une énergie totale proportionnelle à T^4, c'est la loi de Stefan démontrée par la thermodynamique.

D'autre part, Wien a démontré que si l'on connaît à une température donnée la courbe représentant la répartition spectrale de l'énergie E_λ en fonction de la longueur d'onde λ, on peut en déduire la répartition à n'importe quelle température par application de la relation:

$$E_\lambda = \lambda^{-5} \varphi(\lambda T) \quad \text{(loi de Wien).}$$

Par exemple, pour passer de la courbe (E_λ, λ) mesurée à 2000° K à la courbe valable à 3000° K, on multipliera les ordonnées par $(3000/2000)^5$ et les abscisses par 2000/3000.

Si une théorie donnait E_λ à une température déterminée, la loi de Wien l'étendrait à toute température.

A partir de la théorie électromagnétique de Maxwell, Lord Rayleigh avait trouvé:

$$\varphi(\lambda T) = 2\,Ck\lambda T, \qquad E_\lambda = \lambda^{-5}\,2\,Ck\lambda T$$

ou:

$$E_\lambda = \frac{2C}{\lambda^4} kT \tag{1}$$

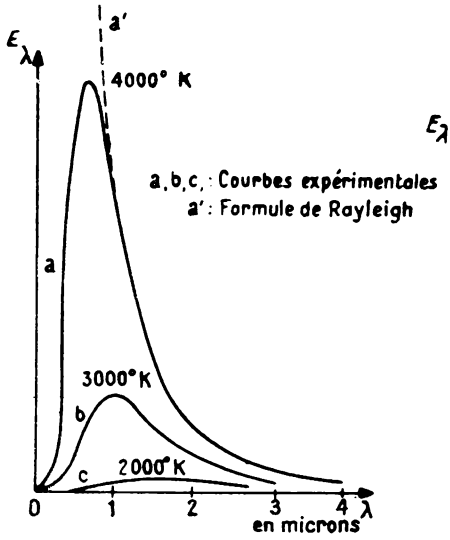


Fig. I-40

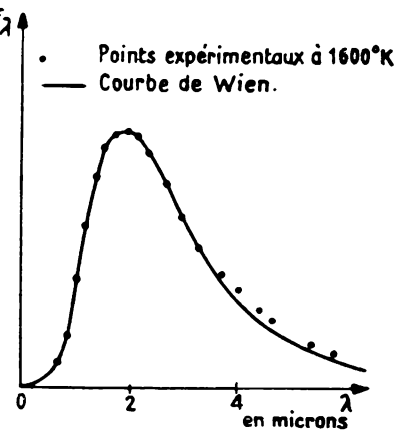


Fig. I-41

Cette formule convenait très bien pour les grandes longueurs d'ondes, mais ne prévoyait pas de maximum de E_λ. Elle donne E_λ^5 infini quand λ tend vers zéro, tandis que l'expérience montre au contraire que E_0 est nul.

Wien essaya de représenter en fonction de la fréquence l'énergie par une distribution analogue à celle des vitesses d'un gaz parfait et donna la formule:

$$E_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T}}. \tag{2}$$

Cette formule, excellente à gauche du maximum, donne des écarts croissants dans l'infrarouge.

En 1901, Planck chercha à faire la synthèse des deux formules (1) et (2) et constata qu'une formule du type:

$$E_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda t} - 1} \tag{3}$$

représentait très bien les résultats expérimentaux à toute température et toute longueur d'onde.

Planck chercha à interpréter théoriquement cet accord. Il réussit à démontrer mathématiquement que sa formule (3) se réduisait à celle (1) de Lord Rayleigh si l'on admettait que le rayonnement était émis d'une manière continue à partir de valeurs aussi faibles qu'on le voudrait.

Il était donc nécessaire de supposer au contraire que le rayonnement avait lieu d'une manière discontinue (dans le temps) par quantités d'énergie bien déterminées, égales à $h\nu$ (pour un oscillateur de fréquence ν).

Cette énergie minima $h\nu$ est appelée quantum et h la constante de Planck.

Sa valeur peut être tirée des constantes du rayonnement. En effet, la formule (3) se met sous la forme:

$$E_\lambda = 2hc\,\lambda^{-5}\,\frac{1}{e^{hc/\lambda kt} - 1}.$$

On en déduit alors soit l'énergie rayonnée totale, soit la constante de Wien $\lambda_m T$ (λ_m longueur d'onde pour laquelle E_λ est maximum à la température T). On trouve la relation:

$$\lambda_m T = hc/4{,}9651\,k,$$

k désignant la constante de Boltzmann $\left(k = \frac{R}{N} = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\,\text{joule/K°}\right)$.

Ceci donne:

$$h = (6{,}623 \pm 0{,}001) \cdot 10^{-34}\,\text{joule seconde}.$$

IV-2. Effet photoélectrique.

L'effet photoélectrique avait été découvert par Hertz en 1890. Pour en faire l'étude, considérons une ampoule vidée munie de deux électrodes K et P.

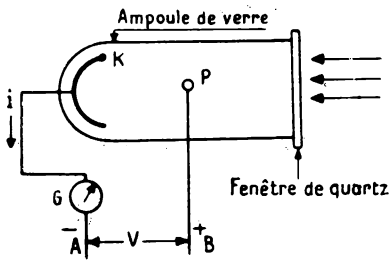


Fig. I-42

La cathode K est concave et constituée par du potassium ou un autre métal.

L'anode P est filiforme ou en anneau.

Si l'on éclaire K avec de la lumière monochromatique par la fenêtre de quartz, des électrons peuvent sortir de K en donnant un courant i mesuré par le galvanomètre G. Ce courant i est fonction de trois quantités:

1° le flux lumineux incident Φ,

2° la longueur d'onde λ ou la fréquence $\nu = \frac{c}{\lambda}$ de la lumière incidente,

3° la différence de potentiel $V_P - V_K = V$ entre les électrodes.

Nous tracerons la courbe $i = f(V)$ à Φ constant et λ constant, puis nous ferons varier Φ à λ constant. Enfin nous ferons varier λ.

La courbe $i = f(V)$ montre deux particularités: l'existence d'un courant de saturation i_s, et d'un potentiel d'arrêt négatif V_0 qui annule le courant. Le courant i_s est proportionnel à Φ, mais V_0 ne dépend pas de Φ.

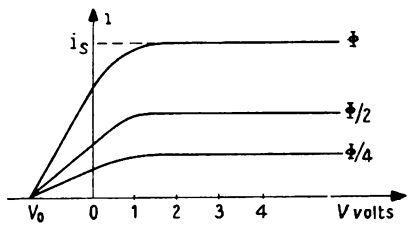


Fig. I-43

Si maintenant nous changeons λ, nous constatons que les courbes (i, V) sont parallèles et que $|V_0|$ est d'autant plus élevé que λ est plus court.

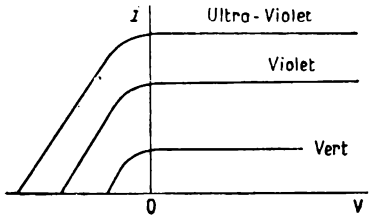


Fig. I-44

Einstein a donné une explication très simple des phénomènes observés.

Il considère la lumière monochromatique comme formée de *photons* dont chacun transporte un quantum d'énergie $h\nu$ (ν est la fréquence c/λ de la lumière). Ce quantum peut dépenser son énergie à chasser un électron de la cathode K et lui communiquer une certaine énergie cinétique. Appelons A le travail d'extraction d'un photoélectron et $\frac{1}{2} mv_0^2$ l'énergie cinétique qu'il possède à la sortie de la cathode. La conservation de l'énergie donne:

$$h\nu = A + \frac{1}{2} m v_0^2.$$

Supposons $V_P - V_K$ négatif, le champ électrique entre l'électrode P et la photocathode K est retardateur, il freine les électrons. Ils ne pourront parvenir à l'électrode P que si:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 > eV.$$

Le potentiel d'arrêt V_0 correspond au cas limite $eV_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$.

On peut donc écrire:

$$h\nu = A + eV_0$$

ou:

$$eV_0 = h(\nu - \nu_0), \quad \text{avec} \quad \nu_0 = A/h.$$

Ceci montre bien qu'il n'y a courant photoélectrique que si ν est supérieur à ν_0, c'est-à-dire que si la longueur d'onde est inférieure à une certaine valeur λ_0. La courbe (V_0, ν) ou (V_0, $1/\lambda$) ainsi prévue est une droite. C'est bien ce que l'expérience a confirmé. De plus, on a constaté que la pente $dV_0/d\nu$ est bien indépendante de la nature de la cathode. On peut donc s'en servir pour calculer h par $h = e\, dV_0/d\nu$, ce qui a donné une valeur de h en très bon accord avec la valeur tirée du rayonnement du corps noir.

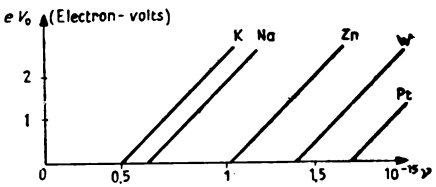


Fig. I-45

Il est important de remarquer que, suivant cette théorie, il est nécessaire et suffisant que la fréquence ν de la lumière dépasse la valeur seuil ν_0 pour que l'effet photoélectrique se produise sans aucun retard. Au contraire si le rayonnement était continu, un électron ne serait chassé de la cathode qu'après avoir reçu du rayonnement une énergie supérieure au travail d'extraction A. Aux faibles intensités de rayonnement le temps de latence ainsi prévu est considérable, ce qui est en désaccord complet avec l'expérience qui montre que l'émission photoélectrique est instantanée.

IV-3. **Vue d'ensemble du spectre électromagnétique.**

Nous donnons ci-contre, en échelle logarithmique un schéma de l'ensemble du spectre des radiations électromagnétiques. L'énergie $h\nu$ des photons est donnée en électrons-volts, calculés par la relation $eV = h\nu$. L'énergie la plus élevée de l'ordre de 10^{11} eV a été observée dans les photons du rayonnement cosmique.

IV-4. **Effet Compton.**

La nature discontinue du rayonnement va nous permettre d'expliquer la diffusion des rayons X avec augmentation de leur longueur d'onde.

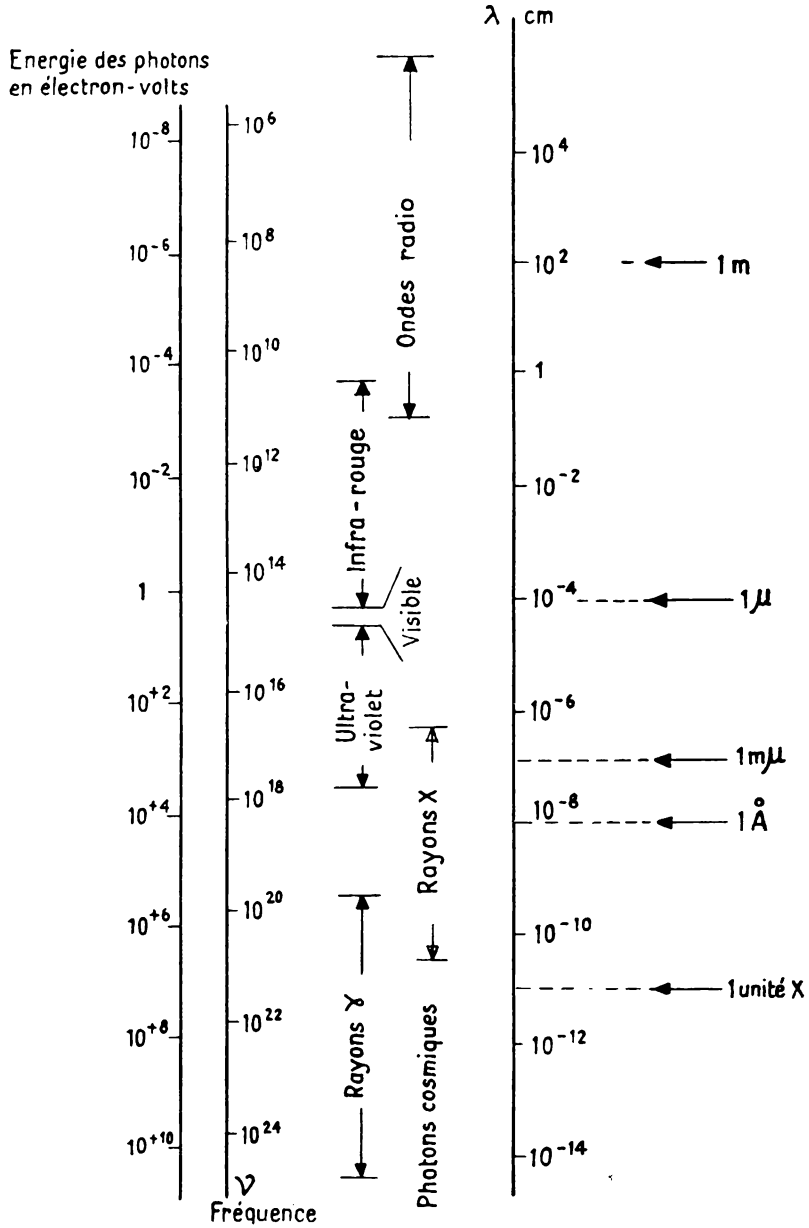

Energie des photons
en électron-volts
10^{-8}
10^{-6}
10^{-4}
10^{-2}
1
10^{+2}
10^{+4}
10^{+6}
10^{+8}
10^{+10}
10^{6}
10^{8}
10^{10}
10^{12}
10^{14}
10^{16}
10^{18}
10^{20}
10^{22}
10^{24}
ν
Fréquence
Ondes radio
Infra-rouge
Visible
Ultra-violet
Rayons X
Rayons γ
Photons cosmiques
λ cm
10^{4}
10^{2}
1
10^{-2}
10^{-4}
10^{-6}
10^{-8}
10^{-10}
10^{-12}
10^{-14}
1 m
1 μ
1 mμ
1 Å
1 unité X

Fig. I-46

La théorie électromagnétique classique, où le rayonnement est considéré comme continu, prévoit une diffusion des rayons X par des électrons sans changement de la longueur d'onde de ces rayons:

Cependant si celle-ci est assez courte, un phénomène nouveau se produit: Compton a montré (1) en 1923 que le rayonnement diffusé par des électrons faiblement liés tels que ceux du graphite se composait de radiations non modifiées et en outre de radiations modifiées. Celles-ci ont subi une augmentation de longueur d'onde ou, ce qui revient au même, une diminution de fréquence.

Compton a expliqué cette diminution de fréquence en considérant le rayonnement X comme composé de photons. Etant donné la grande vitesse des électrons dans cet effet, il est nécessaire de tenir compte de la variation de leur masse avec la vitesse conformément à la théorie de la relativité.

IV-4.1. **Energie et masse dans la théorie de la relativité.**

La théorie de la relativité nous apprend que l'énergie totale (2) d'une particule de masse m est, quelle que soit la vitesse v de la particule:

$$W = mc^2, \tag{1}$$

où $c \# 3 \cdot 10^8$ m/s est la vitesse de la lumière dans le vide.

La masse m est fonction de v:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \tag{2}$$

m_0 désignant la masse au repos (quand $v = 0$).

IV-4.2. **Quantité de mouvement du photon.**

Imaginons une particule d'énergie W *constante*. Comme (1) et (2) donnent:

$$m = \frac{W}{c^2} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

(1) A. H. COMPTON, *Physical Review* 21, p. 715 et 22 p. 409, 1923.

(2) L'énergie cinétique est la variation d'énergie à partir du repos:

$$W - W_0 = c^2 (m - m_0),$$

ce qui donne aux vitesses v petites devant c:

$$W - W_0 \# c^2 m_0 \left[1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} + \ldots\right] - c^2 m_0,$$

$$W - W_0 = \frac{1}{2} m_0 v^2;$$

on retrouve bien l'expression classique de l'énergie cinétique.

il en résulte que si nous faisons tendre vers zéro la masse au repos m_0 de la particule, celle-ci s'accélère et sa vitesse v tend vers c.

Sa quantité de mouvement, qui est:

$$p = mv = \frac{W}{c^2}v,$$

tend vers W/c indépendant de m_0 quand m_0 tend vers zéro.

Nous supposerons maintenant que notre particule est un photon de masse au repos nulle. Sa vitesse est c, son énergie $W = h\nu$, sa quantité de mouvement $p = W/c$ est $p = h\nu/c$.

IV-4.3. **Calcul de la diminution de fréquence par diffusion X.**

Un photon incident d'énergie $W_0 = h\nu_0$ choque en O un électron au repos. Le photon est dévié de θ, sa fréquence devient ν_1. L'électron recule avec une vitesse v dans la direction φ.

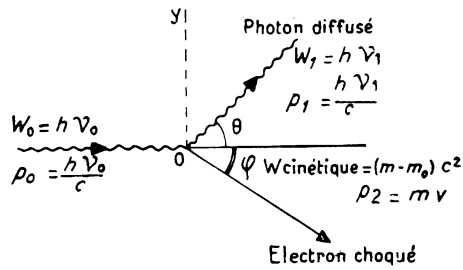


Fig. I-47

Ecrivons qu'il y a conservation de l'énergie:

$$W_0 = W_1 + W \text{ cinétique},$$
$$h\nu_0 = h\nu_1 + (m - m_0)c^2 \quad (3)$$

(énergie du photon incident = énergie du photon diffusé+énergie cinétique de l'électron choqué).

Ecrivons qu'il y a conservation des quantités de mouvement. Pour cela, nous projetons les vecteurs quantité de mouvement (ou impulsion) sur des directions rectangulaires:

Projection sur Ox:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu_1}{c}\cos\theta + mv\cos\varphi. \quad (4)$$

Projection sur Oy:

$$0 = \frac{h\nu_1}{c}\sin\theta - mv\sin\varphi. \quad (5)$$

L'expérience permet de mesurer en fonction de θ la diminution de fréquence $\nu_0 - \nu_1$. C'est donc cette diminution ou plutôt la variation $\lambda_1 - \lambda_0$ des longueurs d'onde, que l'on calculera. On élimine d'abord φ en élevant (4) et (5) au carré et les ajoutant, puis on élimine v entre la relation ainsi obtenue et (3). On obtient ainsi:

$$\frac{h}{m_0 c^2}(\nu_0 - \nu_1) = \nu_0 \nu_1 (1 - \cos\theta);$$

en remplaçant $1 - \cos\theta$ par $2\sin^2\theta/2$ et divisant par $\nu_0\,\nu_1$, on obtient:

$$\frac{2h}{m_0 c^2}\sin^2\frac{\theta}{2} = \frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_0} = \frac{1}{c}(\lambda_1 - \lambda_0) = \frac{\Delta\lambda}{c},$$

d'où finalement le « déplacement de Compton »:

$$\Delta\lambda = \frac{2h\sin^2\theta/2}{m_0 c}.$$

Le changement de longueur d'onde ainsi calculé à partir de l'existence de photons dont chacun transporte un quantum $h\nu$ varie bien en fonction de l'angle de diffusion θ conformément à l'expérience.

La courbe $(\Delta\lambda, \theta)$ représentée en coordonnées polaires est une cardioïde.

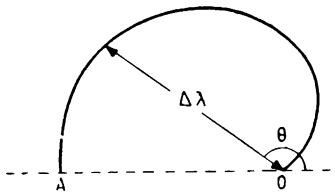


Fig. I-48

La distance OA vaut $2h/m_0c$, sa mesure permet de calculer la masse au repos m_0 de l'électron. C'est ainsi que J. W. M. Du Mond et E. R. Cohen ont trouvé en 1947:

$$m_0 = 9{,}105 \cdot 10^{-31}\,\text{kg},$$

en très bon accord avec les valeurs déduites des méthodes de déviation en champ électrique et d'induction magnétique.

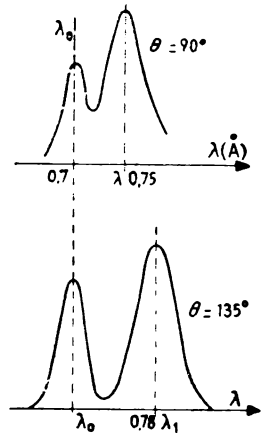


Fig. I-49

Intensités diffusées par le graphite, mesurées à la chambre d'ionisation $\lambda_0 = 0{,}71$ Å (raie K_α du molybdène).

IV-5. **Le rayonnement de freinage.**

Alimentés sous une tension suffisante, les tubes à rayons X donnent, à côté d'un spectre de raies, un spectre continu qui cesse brusquement au-dessous d'une certaine longueur d'onde λ_0, ou, ce qui revient au même, au-dessus d'une certaine fréquence maxima $\nu_1 = c/\lambda_0$.

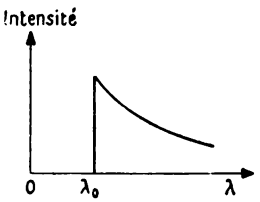


Fig. I-50

Ce rayonnement continu est appelé *Bremsstrahlung* parce qu'il est produit par le freinage des électrons cathodiques au voisinage des noyaux des atomes de l'anticathode.

Un électron en mouvement rectiligne uniforme ne rayonne pas, mais s'il acquiert une accélération γ, par exemple si sa trajectoire se courbe, la théorie électromagnétique prévoit qu'il va rayonner avec une amplitude A proportionnelle à γ. Considérons le cas plus général d'une particule de charge ze s'approchant d'un noyau de charge Ze. Elle subit une force F proportionnelle au produit $ze \cdot Ze$.

L'accélération $\gamma = F/m$ de cette particule est donc proportionnelle à $z\,Ze^2/m$.

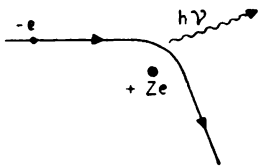


Fig. I-51

Il en est de même de l'amplitude A de la vibration rayonnée. Son intensité proportionnelle à A^2 sera proportionnelle à:

$$\frac{z^2 Z^2 e^4}{m^2}.$$

Une anticathode d'un métal de Z élevé doit donc favoriser ce rayonnement continu. C'est bien ce que l'expérience vérifie.

D'une part, on peut écrire la conservation de l'énergie:
(*énergie de la particule incidente = énergie de la particule qui s'en va + énergie rayonnée*).

A la limite, la particule est complètement freinée et l'on a:
énergie de la particule incidente = énergie rayonnée maxima $= h\nu_1$.

L'énergie cinétique de la particule incidente est $\frac{1}{2} mv^2$ en théorie classique et $(m - m_0)\,c^2$ dans la théorie de la relativité. De toute façon elle est égale au travail $ze\,U$ du potentiel accélérateur U.

Dans le cas d'un électron $z = 1$, on aura simplement:

$$e\,U = h\nu_0,$$

c'est la loi trouvée expérimentalement par Duane et Hunt (1).

La représentation du rayonnement par quantas $h\nu$ est ainsi à nouveau confirmée.

(1) W. DUANE et F. L. HUNT, *Physical Rev.* 6, p. 166, 1915.

IV-6. Expérience de Brumberg et Vavilow.

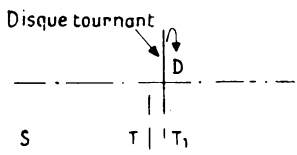


Fig. I-52

Une source lumineuse S éclaire très faiblement un petit trou T. Entre ce trou et l'oeil, on a placé un disque tournant D portant un trou T_1 plus gros que T. L'oeil voit donc une suite d'éclairs.

On diminue l'éclairement de T de sorte qu'à chaque éclair passent seulement 50 photons par T et T_1. Or, la mesure de la sensibilité de l'oeil a montré que sur 50 photons, un seul donne dans le pourpre rétinien la réaction photochimique produisant la sensation visuelle.

L'expérience montre alors que l'oeil n'est pas impressionné à chacun des tours de D mais très irrégulièrement.

Un perfectionnement de l'expérience montre qu'il ne s'agit pas d'un effet de fatigue physiologique. On place devant l'oeil un prisme biréfringent qui donne deux images T′ et T″ de T. L'oeil voit alors s'illuminer tantôt T′, tantôt T″, tantôt T′ et T″, tantôt ni T′ ni T″. Ceci est facile à comprendre en attribuant à l'énergie lumineuse une structure discontinue sous forme de photons, mais est incompatible avec la théorie classique des ondes qui prévoit que T′ et T″ doivent apparaître toujours identiques.

IV-7. Ondes de de Broglie.

A propos de l'effet Compton nous avons vu qu'un photon possède une quantité de mouvement ou impulsion:

$$p = h\nu/c = h/\lambda.$$

L'impulsion du photon est en réalité un vecteur $\vec{p}$ tangent à sa trajectoire. La vibration lumineuse que transporte l'onde dont fait partie ce photon peut s'écrire:

$$y = a\cos\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y + \gamma z)\right];$$

α, β, γ sont les cosinus directeurs de la normale à l'onde. Ce sont aussi les cosinus directeurs de la direction de $\vec{p}$, puisque $\vec{p}$ est tangent au rayon lumineux.

Le vecteur:

$$\vec{P} = \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha\vec{i} + \beta\vec{j} + \gamma\vec{k}),$$

appelé vecteur d'onde, a même direction que p et lui est proportionnel. Prenons en effet une onde se propageant dans la direction Ox:
$\alpha = 1$, $\beta = \gamma = 0$:

$$\vec{P} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{i}, \qquad \vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{i}, \qquad \text{d'où } \vec{p} = \frac{h}{2\pi}\vec{P} = \hbar \cdot \vec{P}.$$

De Broglie a imaginé [1] d'attribuer à une particule autre qu'un photon un vecteur d'onde $\vec{P}$ relié à sa quantité de mouvement par la même relation $\hbar\vec{P} = \vec{p}$ que dans le cas d'un photon.

$\vec{p} = \hbar\vec{P}$ s'écrit aussi: $\qquad \vec{p} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{h}{\lambda}$.

Ceci revient donc à associer à une particule de masse m une onde de longueur d'onde:

$$\lambda = h/p = h/mv.$$

La longueur d'onde λ est d'autant plus courte que la particule est plus lourde et va plus vite. Aux faibles vitesses un électron obéit à $\lambda = h/m_0 v$, $Ue = \frac{m_0 v^2}{2}$, d'où: $\qquad \lambda\,(\text{Å}) = 12{,}3/\sqrt{U_{\text{volts.}}}$

Particule	masse (Kg)	vitesse (m/s)	énergie (e V)	λ de Broglie
Particule α du radium	$6{,}6 \cdot 10^{-27}$	$1{,}51 \cdot 10^{7}$	$4{,}7 \cdot 10^{6}$	$6{,}56 \cdot 10^{-13}$cm
électron	$9 \cdot 10^{-31}$	$5{,}9 \cdot 10^{6}$	100	1,23 Å
„	„	$5{,}9 \cdot 10^{5}$	1	12,3 Å
„	„	5,90	10^{6}	1,23 μ
bille	0,05	1	$1{,}56 \cdot 10^{17}$	$1{,}33 \cdot 10^{-32}$m

IV-7.1. **Expérience de Davisson et Germer.**

En 1927, Davisson et Germer [2] envoyèrent un pinceau d'électrons sur la face plane d'un monocristal de nickel et constatèrent que les électrons n'étaient pas seulement réfléchis comme de petits projectiles (avec $i = r$), mais aussi diffusés dans des directions θ privilégiées.

Ceci avait lieu même sous l'incidence normale.

Le cristal permettait d'obtenir avec des électrons des résultats analogues à ceux de la diffraction des rayons X.

(1) L. DE BROGLIE, *Philos. Mazaz.* 6, 47, p. 445, 1924 et *Annales de Physique* [10] 3, p. 22, 1925.
(2) C. DAVISSON et L. H. GERMER, *Phys. Review*, 30, p. 705, 1927.

On a réussi ensuite à appliquer aux électrons la méthode du cristal tournant employée avec les rayons X et à obtenir avec les électrons rapides traversant des feuilles métalliques minces des diagrammes analogues à ceux de Von Laue.

Une difficulté avait embarrassé les chercheurs: un diagramme obtenu avec des électrons lents ressemblait à un diagramme de rayons X mais ne lui était pas identique, même en rendant leur longueur d'onde de de Broglie $\lambda = h/mv$ égale à celle des rayons X.

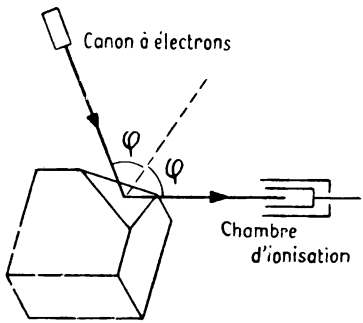


Fig. I-53

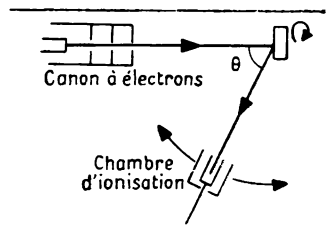


Fig. I-54

Ce désaccord apparent a été expliqué. Il est dû à ce que la longueur d'onde qu'il faut comparer à celle du rayonnement X est celle, λ_1, qui est associée aux électrons dans le cristal et non celle, λ, qui leur est associée dans le vide. λ_1 est d'autant plus inférieur à λ que les électrons vont moins vite. Ceci a pu être expliqué quantitativement en faisant intervenir un indice de réfraction de l'onde associée:

$$n \# \sqrt{1 - \frac{E\,\text{pot}}{E\,\text{cin}}},$$

où E pot est l'énergie potentielle d'un électron qui est déjà entré dans le cristal (dans le vide E pot $= 0$), et E cin son énergie cinétique à l'entrée.

Depuis, on a réussi à faire diffracter par des cristaux d'autres particules: atomes d'hydrogène (T. H. Johnson), molécules d'hydrogène et atomes d'hélium (1), de néon, d'argon, neutrons (2). La formule de de Broglie $\lambda = h/p$ est aujourd'hui expérimentalement bien établie. Ce qui a empêché de constater par diffraction l'existence des ondes associées à des particules

(1) F. KNAUER et O. STERN, *Zeits. f. Phys.*, 53, p. 779, 1929; I. ESTERMANN et O. STERN, *Zeits f. Phys.* 61, p. 95, 1930; I. ESTERMANN, R. FRISCH et O. STERN, *Zeits. f. Phys.* 73, p. 348, 1932.

(2) C. G. SHULL, E. O. WOLLAN, W. C. KOEHLER, *Phys. Rev.* 84, p. 912, 1951.

plus lourdes est que leurs longueurs d'ondes h/mv deviennent trop petites par rapport aux dimensions des mailles cristallines.

La diffraction des électrons n'est observable qu'avec des couches de matière très minces, car ils sont rapidement absorbés. C'est là une limitation d'emploi que n'ont pas les rayons X, mais elle a une compensation intéressante: la diffraction électronique est bien mieux adaptée que la diffraction des rayons X à l'étude des couches très minces par transmission ou par réflexion.

Signalons enfin que la diffraction des neutrons et des électrons sur des molécules permet d'en étudier la structure: positions des noyaux des différents atomes dans une molécule, et même répartition de la densité électronique autour des noyaux.

IV-7.2. **Diffraction des électrons par le bord d'un écran.**

L'expérience de Davisson et Germer montre bien que les électrons se diffractent sur un cristal d'une manière analogue aux rayons X et confirme ainsi l'équation de de Broglie $\lambda = h/mv$, mais elle utilise nos idées sur la structure périodique du réseau cristallin.

Une expérience plus simple a été effectuée par Börsch en 1940, expérience qui n'implique aucune hypothèse sur la structure de la matière.

Une fente très fine F de 0,01 micron de large (qui est en réalité une image réelle obtenue par des lentilles électroniques à partir d'une fente plus large F_0) envoie des électrons sur un écran E. Ces électrons sont recueillis sur une plaque photographique. Leur répartition montre des maximas d'intensité identique à ceux des franges de diffraction que l'on obtiendrait en éclairant par la lumière de longueur d'onde λ.

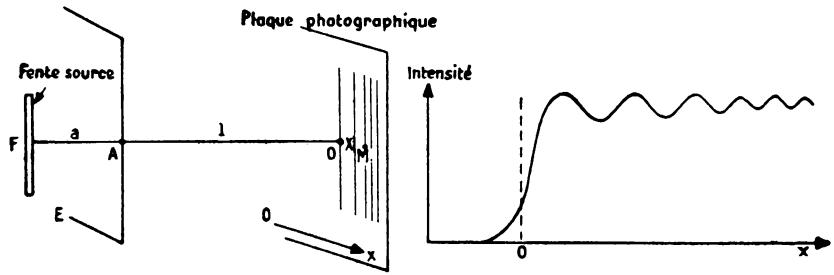


Fig. I-55

Le calcul des franges de diffraction se fait en optique par les intégrales de Fresnel, il donne la position des maximas d'intensité lumineuse:

$$x = \frac{1}{a}\sqrt{\lambda a(n - 1/4)}, \qquad (1)$$

où: $a = \text{FA}$, $l = \text{OA}$, $x = \text{OM}$ et n entier positif impair, O étant le point où la droite FA perce la plaque photographique.

Börsch a vérifié que le nombre d'électrons arrivant sur la plaque est maximum aux valeurs de x données par (1) avec $\lambda = h/mv$.

IV-8. **Equation de Schrödinger.**

Considérons une vibration Ψ se propageant dans un milieu continu avec la vitesse de phase v et une longueur d'onde λ.

On peut représenter la propagation d'une onde plane transportant Ψ dans la direction Ox par:

$$\Psi = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right);$$

dérivons par rapport à x deux fois de suite:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right),$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right).$$

On a donc:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \Psi = 0.$$

La vibration Ψ satisfait en tout point à cette équation aux dérivées partielles, appelée équation d'onde.

Si l'on considérait une onde se propageant dans une direction quelconque, il faudrait généraliser et écrire:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \Psi = 0$$

ou:

$$\Delta \Psi + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \Psi = 0. \qquad (1)$$

Pour une onde électromagnétique, Ψ serait le champ électrique ou le champ magnétique alternatif que transporte l'onde.

Schrödinger chercha à quelle équation obéissait l'onde de de Broglie. Il admit:

1° que la relation de de Broglie:

$$\lambda = h/mv \qquad (2)$$

était exacte,

2° que l'amplitude Ψ de l'onde obéissait à une équation telle que (1) qui peut s'écrire en tenant compte de (2):

$$\Delta\Psi + \frac{4\pi^2 m^2 v^2}{h^2}\Psi = 0. \tag{3}$$

Le temps n'apparaît plus car il serait en facteur partout, sous la forme de $e^{j\omega t}$.

Schrödinger élimine alors la vitesse en tenant compte de ce que l'énergie totale E de la particule est la somme de son énergie potentielle V et de son énergie cinétique:

$$E = V + \frac{m v^2}{2}. \tag{4}$$

En tirant mv^2 de (4) et portant dans (3), on obtient l'équation non relativiste de Schrödinger [1]:

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - V)\Psi = 0. \tag{5}$$

On simplifie souvent cette équation en posant:

$$\frac{h}{2\pi} = \hbar,$$

ce qui donne:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V)\Psi = 0. \tag{6}$$

Quelle est la signification physique de l'amplitude Ψ de l'onde de de Broglie? Born a suggéré [2] de considérer que $|\Psi|^2 \, d\tau$ représente la probabilité de trouver la particule en question dans l'élément de volume $d\tau$ Ceci impose la condition:

$$\int\int\int |\Psi|^2 \, d\tau = 1, \tag{7}$$

l'intégrale étant étendue à tout l'espace où peut se trouver la particule.

La condition (7), appelée condition de normalisation, s'écrit plus commodément sous la forme:

$$\int\int\int \Psi\Psi^* \, d\tau = 1, \tag{8}$$

où Ψ^* désigne la quantité complexe conjuguée de Ψ (en effet, avec $j = \sqrt{-1}$ posons $\Psi = a + bj$, $\Psi^* = a - bj$, $\Psi\Psi^* = |\Psi|^2$). Une fonction Ψ obéissant à (8) est dite normée.

(1) E. SCHRÖDINGER, *Annalen der Physik*, 79, p. 361 et p. 489, 1926.
(2) M. BORN, *Zeits. für Physik*, 37, p. 863, 1926.

On a démontré une propriété générale importante des solutions quantifiées de l'équation de Schrödinger. Cette équation admet plusieurs solutions, les fonctions propres: $\Psi_1, \Psi_2 \ldots \Psi_i \ldots \Psi_n$ correspondant aux nombres quantiques 1, 2 ..... n. Deux quelconques, Ψ_i, Ψ_k, de ces solutions sont orthogonales, c'est-à-dire que:

$$\int\int\int \Psi_i \cdot \Psi_k^* \, dx \, dy \, dz = 0,$$

l'intégrale étant étendue à tout l'espace, et Ψ_k^* étant la fonction propre conjuguée de Ψ_k.

Il est possible d'écrire l'équation de Schrödinger d'une particule en éliminant l'énergie totale E:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z)\, e^{-2\pi j \nu t} = \Psi(x, y, z)\, e^{-2\pi j \frac{E}{h} t}$$

d'où:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{-2\pi j E}{h} \Psi \quad \text{ou} \quad \frac{E\Psi}{\hbar} = j \frac{\partial \Psi}{\partial t};$$

on en tire $E\Psi$ que l'on porte dans $\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-V)\Psi = 0$ ce qui donne:

$$\Delta\Psi + j\frac{2m}{\hbar}\frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{2m}{\hbar^2} V\Psi = 0,$$

qui est l'équation de Schrödinger, fonction du temps.

IV-9. Représentation d'une particule par un paquet d'ondes.

Considérons une particule dans l'espace, éloignée de toute autre particule. Son énergie potentielle V est alors nulle et seule intervient son énergie totale E qui ici est constante et égale à son énergie cinétique.

L'équation (6) se réduit à:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\Psi = 0.$$

Si la particule se propage sur l'axe x O x' l'équation se réduit à:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \Psi = 0.$$

Elle admet en particulier pour Ψ des solutions de la forme:

$$\cos 2\pi\nu t \, \cos\frac{2\pi x}{\lambda} \quad \text{et} \quad \sin 2\pi\nu t \, \cos\frac{2\pi x}{\lambda},$$

$$\cos 2\pi\nu t \sin\frac{2\pi x}{\lambda} \quad \text{et} \quad \sin 2\pi\nu t \sin\frac{2\pi x}{\lambda},$$

et toute combinaison linéaire de ces solutions. Donc, en particulier:

$$\Psi = A\, e^{j 2\pi\nu t}\, e^{\frac{j 2\pi x'}{\lambda}} \tag{9}$$

La probabilité $\Psi\Psi^* = A^2$ ne dépend pas de x. La particule ne serait donc pas localisée puisque la probabilité de la trouver serait la même dans tout intervalle dx, l'expression (9) ne convient donc pas.

Essayons de localiser la particule en essayant la fonction:

$$\Psi = e^{j\frac{2\pi x}{\lambda}}\, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{b}\right)} A',$$

où l'on a multiplié par une fonction de Gauss et où A' est une fonction du temps indépendante de x à déterminer.

La probabilité de rencontrer la particule dans un intervalle dx est alors(1):

$$\Psi\Psi^* \mathrm{d}x = A' A'^* e^{-\left(\frac{x-x_0}{b}\right)^2} \mathrm{d}x = k e^{-\left(\frac{x-x_0}{b}\right)^2} \mathrm{d}x.$$

Lorsque la probabilité est tombée à la fraction $\frac{1}{e}$ de son maximum $1/b\sqrt{\pi}$, la courbe C_x a une demi-largeur égale à b. Si l'on veut déterminer avec précision la position de la particule, c'est-à-dire rendre C_x très étroit il faut donc faire tendre b vers zéro.

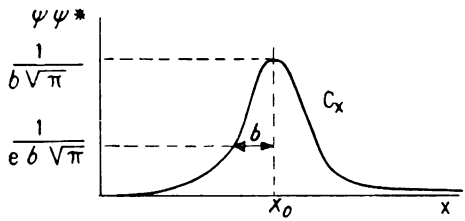


Fig. I-56

La courbe en cloche C_x représentant en fonction de l'abscisse la probabilité $\Psi\Psi^*$ de rencontrer la particule s'interprête par un train d'ondes de de Broglie dont le maximum d'amplitude est en x_0 et qui s'affaiblit de part et d'autre suivant une courbe de Gauss. En un point fixe d'abscisse x donnée, le passage de ce train d'ondes donne aussi une courbe de Gauss C_t comme variation du carré de l'amplitude en fonction du temps.

(1) On déterminerait k par la condition de normalisation:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k e^{-\left(\frac{x-x_0}{b}\right)^2} \mathrm{d}x = 1,$$

c'est-à-dire que l'on aurait:

$$2k \int_0^{+\infty} e^{-u^2}\, \mathrm{d}u = 1/b;$$

or l'on sait que

$$\int_0^{+\infty} e^{-u^2}\, \mathrm{d}u = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad \text{d'où} \quad k = \frac{1}{b\sqrt{\pi}}.$$

Il faut maintenant rappeler quelques résultats concernant le spectre de fréquence de signaux différant de la sinusoïde indéfinie cos $2\pi\nu\left(t-\frac{x}{v}\right)$.

Un train d'ondes de durée indéfinie (dans le temps) donc de longueur indéfinie (dans l'espace) a une fréquence et une longueur d'ondes parfaitement définies. Son spectre se réduit à une seule fréquence (ou une longueur d'onde). En optique un spectrographe en donnerait une raie infiniment fine.

Pour définir au mieux une fréquence, il est évident qu'il faut se donner le plus grand nombre possible de périodes de la sinusoïde.

Fig. I-57

Un signal $y = f(t)$ ne comportant qu'un nombre fini de périodes peut être représenté en fonction de la fréquence par une intégrale de Fourier. Celle-ci donne son amplitude et sa phase en fonction de la fréquence, le spectre du signal est continu. En optique, un train d'ondes limité donnerait une raie de largeur finie.

On doit se demander comment est répartie, en fonction de la fréquence $\nu = c/\lambda$, l'amplitude de l'onde de de Broglie liée à la particule. On utilise pour cela la courbe C_t.

En calculant par l'intégrale de Fourier le spectre continu de fréquences correspondant, on retrouve encore une courbe de Gauss, mais cette courbe C_λ a, dans une échelle en $2\pi/\lambda$, une demi-largeur $1/b$ inverse de la demi-largeur de C_x. Ceci nous montre que si C_x est très pointu, C_λ est très écrasée, c'est-à-dire que l'on ne peut connaître à la fois rigoureusement la position de la particule (ce qui exige $b = 0$) et la longueur d'onde λ_0 de de Broglie (ce qui exige $1/b = 0$).

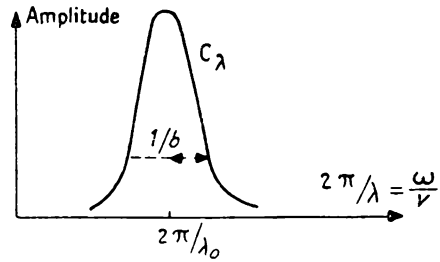


Fig. I-58

IV-10. Principe d'incertitude.

L'incertitude Δx sur la position x de la particule peut être mesurée par la demi-largeur b de la courbe C_x, l'incertitude $\Delta\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)$ sur $2\pi/\lambda$ peut être mesurée par la demi-largeur $1/b$ de la courbe C_λ. Donc:

$$\Delta x \cdot \Delta\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) = b \cdot \frac{1}{b} = 1.$$

En choisissant une autre fonction que la courbe de Gauss pour réaliser une courbe C_x plus pointue, on trouverait une courbe C_λ plus écrasée avec:

$$\Delta x \cdot \Delta\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) > 1.$$

Ceci peut s'écrire autrement en introduisant la quantité de mouvement:

$$\lambda = h/p, \qquad \Delta\lambda/\lambda = -\Delta p/p,$$

$$\Delta\frac{2\pi}{\lambda} = -2\pi\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = -\frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2\pi p}{h}\cdot\frac{\Delta p}{p} = \frac{2\pi\Delta p}{h},$$

d'où:

$$\Delta x \cdot \frac{2\pi\Delta p}{h} \geqslant 1$$

où:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geqslant \hbar, \qquad \text{avec} \qquad \hbar = h/2\pi.$$

Plus généralement pour toute coordonnée q et le moment de quantité de mouvement correspondant p, on obtient la relation d'incertitude:

$$\Delta q \cdot \Delta p \geqslant \hbar. \tag{10}$$

Ceci exprime le principe d'incertitude dû à Heisenberg. Il montre que l'on ne peut connaître à la fois la position et la quantité de mouvement d'une particule qu'avec une précision limitée par la valeur du quantum d'action $h/2\pi = \hbar$. Il n'y a plus une particule localisée mais un « nuage électronique » à l'intérieur duquel elle peut se trouver, $|\Psi|^2$ représentant la densité de ce nuage. Supposons que l'on cherche à fixer exactement la position de la particule (Δq aussi petit que possible). Nous ne connaîtrons alors sa quantité de mouvement p avec aucune précision. Faisons même le sacrifice d'accepter sur p une erreur Δp égale à p. La relation d'incertitude:

$$\Delta q \cdot \Delta p \geqslant \hbar$$

devient:

$$\Delta q \cdot p \geqslant \hbar \qquad \text{ou} \qquad \Delta q \geqslant \hbar/p;$$

or la longueur d'onde de de Broglie est:

$$\lambda = h/p = 2\pi\hbar/p.$$

On a donc:

$$\Delta q \geqslant \lambda/2\pi.$$

La position d'une particule ne pourra donc être localisée à mieux que sa longueur d'onde de de Broglie divisée par 2π.

La relation d'incertitude peut s'écrire autrement, ici l'énergie cinétique de la particule $W = \frac{1}{2} mv^2$ a pour différentielle:

$$\Delta W = mv\,\Delta v = m\frac{\Delta q}{\Delta t}\Delta v = \frac{\Delta q}{\Delta t} \cdot \Delta p,$$

d'où, à l'aide de (10):

$$\Delta t \cdot \Delta W < h,$$

ce qui montre que l'on ne peut, à un instant donné avec la précision Δt, connaître l'énergie cinétique W de la particule qu'avec une erreur d'autant plus grande que la durée Δt est plus petite.

La théorie quantique montre que, d'une manière analogue, la largeur ΔW d'un niveau d'énergie est liée à la vie moyenne τ du niveau par la relation:

$$\Delta W \cdot \tau \geqslant \hbar/2.$$

IV-11. **Effet tunnel.**

IV-11.1. **Barrière de potentiel en mécanique classique.**

Il existe autour du noyau des atomes une variation très rapide du potentiel. De même, à la surface de séparation d'un isolant et d'un métal, il y a saut de potentiel. Sans qu'il y ait discontinuité, le potentiel varie néanmoins assez vite avec une coordonnée de position pour que sa variation soit représentable par une courbe en forme de marche d'escalier.

Fig. I-59

Un cas utile à considérer en physique nucléaire est celui où la variation du potentiel V en fonction de la distance x est symétrique et assimilable à une courbe rectangulaire. On dit alors que l'on a un mur ou une barrière de potentiel rectangulaire. Si la courbe est tournée en sens inverse, on dit que l'on a un puits de potentiel rectangulaire.

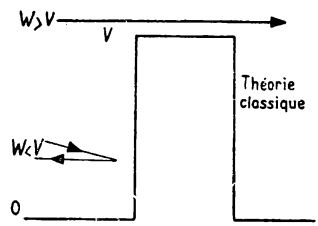


Fig. I-60

Si l'on considère des particules d'énergie cinétique W (électrons-volts) arrivant de la gauche, la théorie classique prévoit que:

si $W < V$: 1° toutes les particules sont réfléchies vers la gauche,
2° aucune ne traverse la barrière.

si $W > V$: 1° toutes les particules traversent la barrière,
2° aucune n'est réfléchie.

Nous allons voir que la mécanique ondulatoire prévoit des résultats beaucoup plus nuancés.

IV-11.2. **Barrière de potentiel en mécanique ondulatoire.**

La position d'une particule ne pouvant être définie à mieux qu'à $\frac{\lambda}{2\pi}$ près, on prévoit déjà, avant tout calcul, que des particules pourront entrer un peu à l'intérieur de la barrière de potentiel.

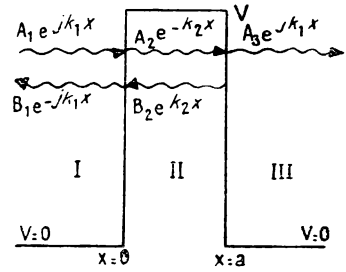


Fig. I-61

Nous allons chercher les trois expressions de la fonction Ψ dans les trois régions I, II, III. L'énergie totale de la particule, somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle reste constante à travers I, II et III parce que les champs électriques y sont conservatifs (autrement dit la diminution d'énergie cinétique est exactement compensée par l'augmentation d'énergie potentielle, comme pour une pierre lancée vers le haut).

Il en résulte que cette énergie totale reste dans I, II et III égale à W, énergie cinétique de la particule lorsqu'elle arrive dans la région I venant de la gauche et que par suite la fréquence $\nu = W/h$ de l'onde de de Broglie reste aussi constante dans I, II et III. Toutes les fonctions Ψ solution de l'équation de Schrödinger pour les régions I, II ou III, auront donc la même fonction du temps, $e^{-2\pi j\nu t}$, en facteur. Nous simplifierons l'écriture en n'écrivant pas cette exponentielle mais simplement les fonctions $\Psi(x)$ relatives aux amplitudes en I, II et III.

Equations de Schrödinger:

régions I et III:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \cdot W \cdot \Psi = 0, \tag{1}$$

puisque l'énergie potentielle V y est nulle;

région II:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - V)\Psi = 0, \tag{2}$$

parce que l'énergie totale est W et l'énergie potentielle V.

Les équations (1) et (2) sont des équations différentielles du second ordre à coefficients constants donc très faciles à intégrer.

Dans la région I la solution est de la forme:

$$\Psi_1 = A_1 e^{jk_1x} + B_1 e^{-jk_1x},$$

avec:

$$k_1 = \frac{\sqrt{2mW}}{\hbar},$$

A_1 représentant une onde incidente (particule arrivant),
B_1 représentant une onde réfléchie (particule repoussée).

La superposition de ces ondes donnera une courbe ondulée pour $\Psi_1\Psi_1^*(x)$.

Dans la région II la solution est de la forme:

$$\Psi_2 = A_2 e^{-k_2x} + B_2 e^{k_2x},$$

avec:

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m(V-W)}}{\hbar};$$

A_2 correspond aux particules arrivant et B_2 aux particules repoussées.

Dans la région III la solution est de la forme:

$$\Psi_3 = A_3 e^{jk_1x},$$

car toutes les particules vont vers la droite.

Nous avons introduit cinq paramètres A_1, B_1, A_2, B_2, A_3. A_1 doit être supposé fixé par le nombre de particules envoyées sur la barrière de potentiel. Il faudra alors déterminer les 4 inconnues B_1/A_1, A_2/A_1, B_2/A_1, A_3/A_1, on y arrivera grâce aux quatre conditions de continuité relatives aux 2 faces de la barrière de potentiel:

$$\text{face: } x = 0 \begin{cases} \Psi_1(0) = \Psi_2(0) \\ \dfrac{\partial\Psi_1}{\partial x} = \dfrac{\partial\Psi_2}{\partial x} \end{cases}$$

$$\text{face: } x = a \begin{cases} \Psi_2(a) = \Psi_3(a) \\ \dfrac{\partial\Psi_2}{\partial x} = \dfrac{\partial\Psi_3}{\partial x} \end{cases}$$

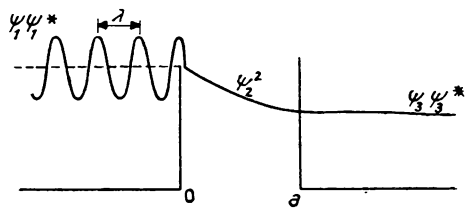


Fig. I-62

On trouve ainsi:

$$\frac{A_1}{A_3} = \left[\frac{1}{2} + \frac{j}{4}\left(\frac{k_2 - k_1}{k_1 k_2}\right)\right] e^{a(jk_1 + k_2)} + \left[\frac{1}{2} - \frac{j}{4}\left(\frac{k_2 - k_1}{k_1 k_2}\right)\right] e^{a(jk_1 - k_2)} .$$

La vitesse des particules est identique en I et III comme nous l'avons vu (W constant par suite de la conservation de l'énergie), les flux de particules par seconde et unité de surface dans les régions III et I sont simplement dans le rapport:

$$\left|\frac{A_3}{A_1}\right|^2 \quad \text{ou} \quad \left(\frac{A_3}{A_1}\right)\left(\frac{A_3}{A_1}\right)^* .$$

Ce rapport ou coefficient de transparence T est donné par la relation:

$$T = \left[1 + \frac{V^2}{4W(V - W)} \operatorname{sh}^2 k_2 a\right]^{-1},$$

avec:

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m(V - W)}}{h}.$$

On peut construire des courbes universelles en coordonnées réduites en remarquant que T ne dépend que de $\alpha = W/V$ et du rapport a/λ_V où λ_V est la longueur d'onde de de Broglie pour une particule dont l'énergie cinétique est égale à la hauteur V de la barrière de potentiel:

$$\lambda_V = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mV}};$$

V étant évaluée en électrons-volts.

Pour un électron:

$$\lambda_{\text{Å}} = 12{,}3/\sqrt{V}_{\text{volts}}.$$

Alors:

$$k_2 a = \frac{2\pi a}{\lambda_V}\sqrt{1 - W/V}$$

et:
$$T = f(W/V, a/\lambda_V) = f(\alpha, a),$$

en posant $\alpha = W/V$.

Si a/λ_V est grand, c'est-à-dire si la barrière est épaisse, la transparence est sensiblement:

$$T = 16\,\alpha(1 - \alpha)\, e^{-2k_2 a};$$

elle diminue donc exponentiellement et n'est jamais nulle. Une particule traversant la barrière de potentiel sans que son W dépasse la hauteur V

de la barrière, on dit que la particule traverse la barrière par effet tunnel:

$$T = \left[1 + \frac{1}{4\alpha(1-\alpha)} \operatorname{sh}^2 \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{1-\alpha}\right]^{-1}.$$

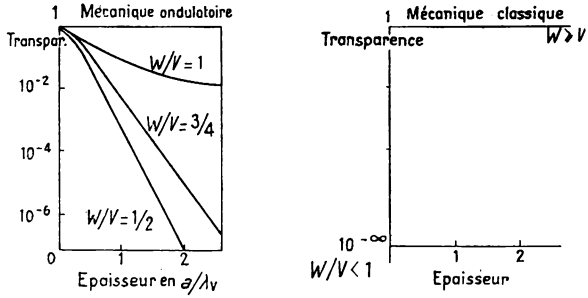


Fig. I-63

La mécanique ondulatoire indique donc:

1° que la transparence d'une barrière de potentiel n'est jamais nulle mais diminue très vite avec l'énergie cinétique W des particules incidentes,

2° que cette transparence diminue exponentiellement avec l'épaisseur de la barrière lorsque W/V est nettement inférieur à 1,

3° que cette transparence est encore inférieure à 1 lorsque l'énergie cinétique W est égale à la hauteur V de la barrière. Le nombre de particules réfléchies est proportionnel à $1-T$, il n'est jamais nul. Ce nombre augmente très vite avec l'épaisseur de la barrière et avec V/W.

Une analogie optique rend les phénomènes plus intuitifs. Si de la lumière rencontre une lame L à face parallèle, d'épaisseur a, d'indice n_2, plongée dans un milieu d'indice n_1, supérieur au sien, il y a réflexion totale (ce qui correspond à $W < V$). Cependant si a est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière dans la lame, un peu d'énergie réussit à traverser la lame. Si n_2 est supérieur à n_1, il n'y a plus réflexion totale mais réflexion partielle. Ceci correspond à $W > V$.

La mécanique classique donne des résultats infiniment moins nuancés:

$T = 0$ quand $W < V$: toutes les particules sont réfléchies,

$T = 1$ quand $W > V$: toutes les particules traversent.

Que prévoit la mécanique ondulatoire lorsque $W > V$?

Posons encore $W/V = \alpha$, T est alors de la forme:

$$T = \left[1 + \frac{1}{4\alpha(\alpha-1)} \sin^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\sqrt{\alpha-1}\right)\right]^{-1}.$$

T varie à peu près sinusoïdalement entre 1 et une valeur d'autant moins inférieure à 1 que l'énergie cinétique W est plus grande. Que T soit inférieur à l'unité montre qu'il existe encore des particules réfléchies au-dessus de la barrière de potentiel. Leur nombre, proportionnel à $1/4\alpha\,(\alpha-1)$ diminue très vite quand l'énergie cinétique W croît.

IV-11.3. **Puits de potentiel.**

La variation de potentiel peut se présenter un peu différemment:

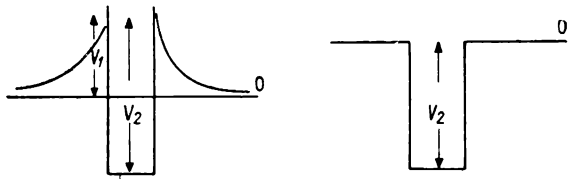


Fig. I-64

Dans le premier cas, le « puits » de potentiel est protégé par un rebord. Une particule lancée contre ce rebord doit d'abord vaincre une répulsion avant de tomber dans le puits. La théorie classique prévoit que si son énergie cinétique W est inférieure à V_1 elle ne pourra jamais tomber dans le puits tandis que si W dépasse V_1, elle pourra pénétrer dans le puits mais n'en pourra ressortir que si un phénomène tel que l'agitation thermique lui donne une énergie supérieure à V_2.

La mécanique ondulatoire prévoit que, même si W est inférieur à V_1, la particule peut arriver à tomber dans le puits en traversant le rebord par effet tunnel. Si $W \ll V_1$ sa probabilité d'entrée dans le puits est très faible, mais n'est pas nulle.

La particule étant tombée dans le puits, si on lui communique une énergie cinétique inférieure à V_2, elle ne pourrait sortir selon la théorie classique. En mécanique ondulatoire, au contraire, elle aura déjà une probabilité non nulle de s'échapper.

IV-11.4. **Applications de l'effet tunnel.**

Cet effet joue un rôle très important dans:

— la théorie de l'émission des particules α par un noyau radio-actif,

— le bombardement des noyaux par des particules,

— l'émission des électrons par un métal sous l'action d'un champ électrique intense,

— le passage du courant électrique entre deux métaux séparés par une couche d'oxyde,

— les diodes tunnel.

IV-12. Localisation d'un électron.

Si l'on veut enfermer un électron dans une sphère de rayon r, l'orbite la plus longue qu'il puisse décrire a une longueur de $2\pi r$. Elle contient au moins une longueur d'onde de de Broglie. On a donc :

$$\lambda \leqslant 2\pi r$$

ou, comme

$$\lambda = h/p,$$

$$p \geqslant h/2\pi r. \qquad (1)$$

L'énergie cinétique de l'électron est suivant la théorie de la relativité :

$$mc^2 - m_0 c^2;$$

sa valeur V en électrons-volts est telle que :

$$eV = mc^2 - m_0 c^2. \qquad (2)$$

Nous allons essayer d'évaluer cette énergie cinétique.

On vérifierait facilement que lorsque r est de l'ordre de 10^{-15} m, la valeur minima de p satisfaisant à (1) impose à l'électron une vitesse v très voisine de celle de la lumière. Ceci permet de simplifier beaucoup le calcul :

$$p = mv \# mc \qquad \text{ou:} \qquad \lambda \# h/mc, \qquad m \# h/\lambda c.$$

En portant cette valeur de la masse dans (2), on obtient :

$$eV = \frac{hc}{\lambda} - m_0 c^2$$

ou:

$$\lambda \# \frac{hc}{eV + m_0 c^2}.$$

(La formule exacte aurait été $\lambda = hc/\sqrt{e^2V^2 + 2eVm_0c^2}$).

On trouve ainsi qu'il faut: $V > 320$ MeV pour avoir $r = 2 \cdot 10^{-15}$m,
$V > 30$ MeV pour avoir $r = 7 \cdot 10^{-15}$m.

L'électron devrait donc posséder une énergie cinétique considérable pour rester à l'intérieur des noyaux, même des plus gros. Comme aucune raison ne laisse penser qu'il puisse posséder une énergie si élevée, sa présence dans les noyaux est maintenant rejetée.

CHAPITRE V

LES ATOMES

V-1. Notion de masse atomique.

Nous rappelons que la notion de masse atomique appelée aussi atome-gramme est due aux chimistes. On choisit comme référence une masse donnée d'oxygène: O = 16 g. Un élément X dont m g s'unissent à 16 g d'oxygène aura comme masse atomique $\frac{p}{q}m$, p et q étant deux nombres entiers, petits, déterminés à l'origine par des raisons purement chimiques.

Pour l'hydrogène par exemple existent deux combinaisons: l'eau et l'eau oxygénée. Dans la première 2 g d'hydrogène, dans la seconde 1 g, se combinent à 16 g d'oxygène. On choisira H = 1.

Le fer donne trois oxydes, les masses de fer combinées à 16 g d'oxygène y sont approximativement:

$$55, \quad \frac{2}{3} \cdot 55, \quad \frac{3}{4} \cdot 55.$$

On choisira Fe = 55 et l'on écrira les formules Fe O, $Fe_2 O_3$, $Fe_3 O_4$.

Lorsqu'il n'y avait qu'un composé et qu'il y avait doute sur la valence, les chimistes utilisaient des analogies avec des composés de formule connue, ou la loi de Dulong et Petit :

masse atomique × chaleur spécifique # 6.

La masse atomique, ne doit pas être confondue avec la masse d'un atome. La première X est définie comme il vient d'être dit à partir de O = 16 g. La seconde x est égale à X/N (1), N désignant le nombre d'Avogadro, $6{,}02 \cdot 10^{23}$. En effet, si la molécule de l'élément X est constituée par v atomes, sa mole a une masse $v \cdot X$ et contient N molécules de cet élément. La masse m d'une molécule est donc: vX/N.

(1) En réalité maintenant les physiciens ne rapportent plus les masses à 16 g d'oxygène naturel mais à 16 g de l'isotope ^{16}O. Nous reviendrons sur cette question au chapitre VI.

Comme une molécule de l'élément X contient v atomes, la masse x d'un atome de X est $x = \frac{m}{v} = \frac{1}{v} \cdot vX/N = \frac{X}{N}$.

Ainsi un atome d'oxygène a une masse de:

$$16/6{,}02 \cdot 10^{23} = 2{,}66 \cdot 10^{-23}\ \text{g} = 2{,}66 \cdot 10^{-26}\ \text{kg}.$$

Un atome d'hydrogène pèse $(1/6{,}02 \cdot 10^{26})$ kg.

Aujourd'hui les physiciens déterminent directement au spectrographe de masse les masses x des atomes et par suite les masses atomiques $X = Nx$ avec une grande précision, de l'ordre de 10^{-5}. Ils n'ont pas besoin, comme autrefois les chimistes, de déterminer une fraction p/q. Il est tout à fait remarquable que la liste des masses atomiques déterminées par les chimistes n'a pas montré d'erreur dans les choix des formules adoptées pour choisir les fractions p/q.

V-2. **Classification de Mendéléev.**

En 1869, on connaissait les masses atomiques de 64 éléments. Le chimiste russe Mendéléev eut l'idée de ranger les éléments dans l'ordre des masses atomiques croissantes et d'établir des courbes représentant la variation d'une propriété, par exemple le volume spécifique des éléments, en fonction de leur numéro d'ordre Z, appelé maintenant numéro atomique (fig. I-65). Ces courbes montraient une périodicité, et les éléments doués de propriétés chimiques analogues, par exemple les métaux alcalins ou les halogènes, se trouvaient écartés les uns des autres d'une période.

A l'époque, les masses atomiques n'étaient pas très précises et Mendéléev en corrigea certaines, intervertit des éléments comme l'iode et le tellure. Son tableau périodique ayant des cases vides, Mendéléev n'hésita pas à les attribuer à des éléments inconnus restant à découvrir. Il en prédit même avec justesse les propriétés par interpolation ou extrapolation à partir des éléments analogues connus. A l'origine le tableau de Mendéléev n'avait que sept colonnes parce que les gaz rares n'étaient pas découverts. Ces gaz vinrent se placer dans une huitième colonne.

Depuis, la classification périodique s'est complétée et précisée: il n'y a plus de cases vides car les éléments manquants ont été découverts les uns après les autres, avec les propriétés prévues. Au-delà du dernier élément naturel connu, l'uranium, se sont placés onze éléments créés artificiellement par l'homme.

Une difficulté a été que la longueur de la période de la classification n'est pas toujours la même.

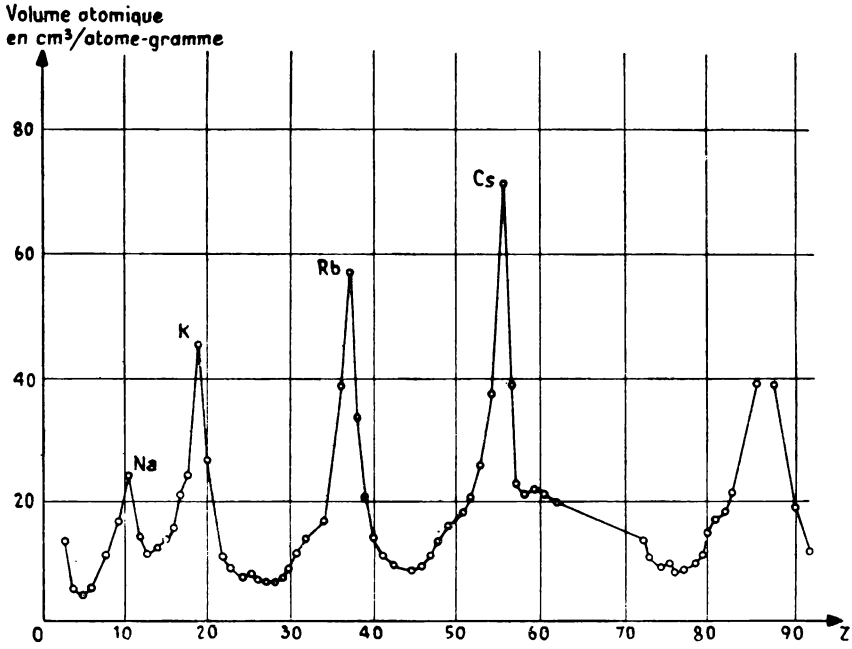


Fig. I-65

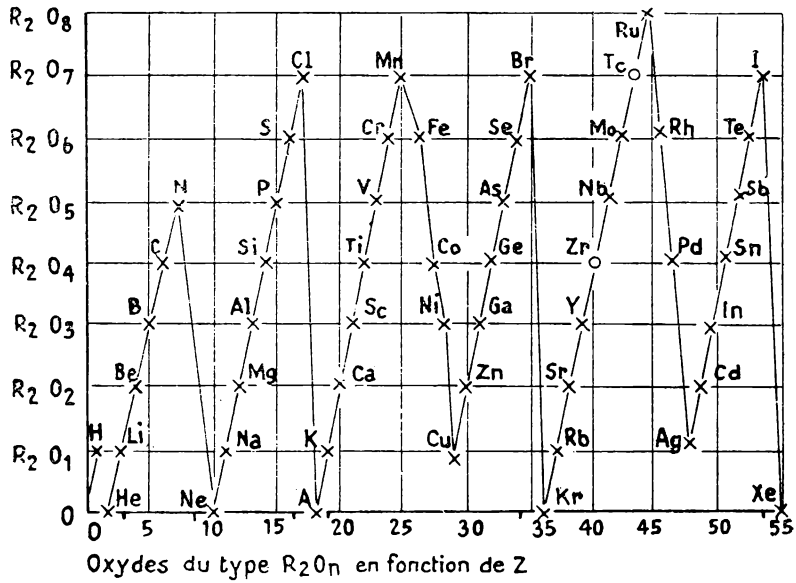


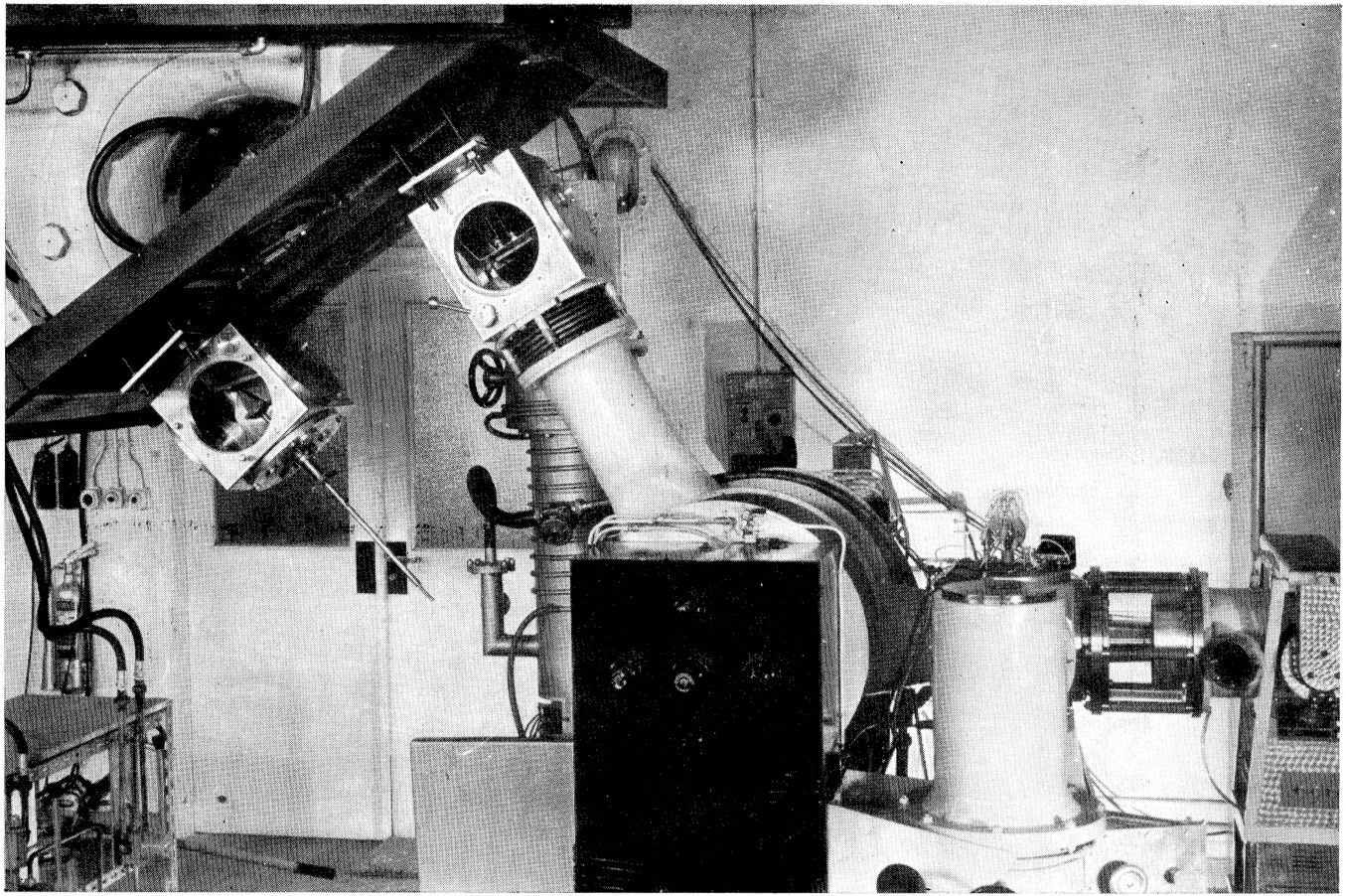
Fig. I-66

Classification périodique des éléments

GROUPES

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
période 1	1 H 1,008								2 He 4,003
2	3 Li 6,940	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,01	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,00		10 Ne 20,183
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 30,98	16 S 32,06	17 Cl 35,457		18 A 39,944
4	19 K 39,069	20 Ca 40,08	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,85 58,94 58,69	
4	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,91	34 Se 78,96	35 Br 79,916		36 Kr 83,7
5	37 Rb 85,48	38 Sr 87,63	39 Y 88,92	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,95	43 Tc 99	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,91 106,7	
5	47 Ag 107,88	48 Cd 112,41	49 In 114,76	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,61	53 I 126,92		54 Xe 131,3
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,36	57 La 58 à 71 138,92	72 Hf 178,6	73 Ta 180,88	74 W 183,92	75 Re 186,31	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,2 193,1 195,23	
6	79 Au 197,2	80 Hg 200,61	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Bi 209,00	84 Po 210	85 At 210		86 Rn 222,04
7	87 Fr 223	88 Ra 226,05	89 Ac 90 à 103 227,05						

6	58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 Pm 147	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 156,9	65 Tb 159,2	66 Dy 162,46	67 Ho 164,94	68 Er 167,2	69 Tm 169,4	70 Yb 173,04	71 Lu 174,99	Terres rares ou lanthanides
7	90 Th 232,12	91 Pa 231	92 U 238,07	93 Np 237	94 Pu 239	95 Am 241	96 Cm 242	97 Bk 243	98 Cf 244	99 Es 253	100 Fm 254	101 Md 256	102 No 253	103 Lw 257	actinides

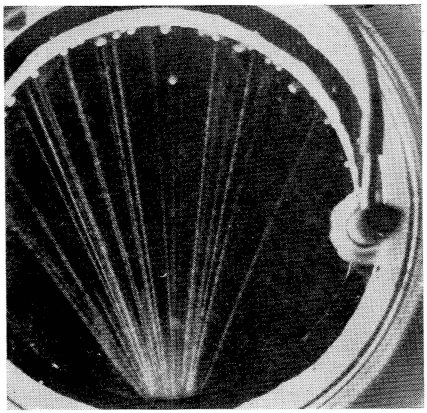


Séparateur d'isotopes à double focalisation, permettant un enrichissement très élevé.

Faculté des Sciences, Orsay.

PLANCHE I

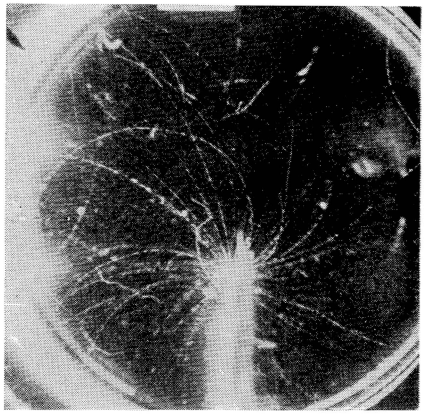
PLANCHE II



Rayons α du Polonium. Chambre de Wilson à basse pression; le parcours des rayons α est plus grand que le diamètre de la chambre.

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires,
Collège de France.

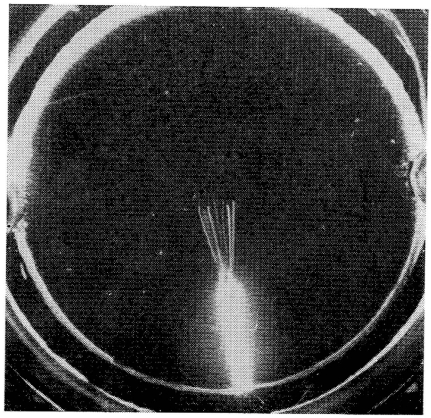
(*Cliché* T. YUASA)



Rayons β^- de ^{32}P courbés dans un champ d'induction perpendiculaire aux trajectoires.

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires,
Collège de France.

(*Cliché* T. YUASA)



Rayons α du Polonium. Chambre de Wilson à pression atmosphérique.

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires,
Collège de France.

(*Cliché* T. YUASA)

La première période ne comprend que 2 éléments: l'hydrogène et l'hélium.

La seconde et la troisième périodes ont 8 éléments.

La quatrième et la cinquième périodes ont 18 éléments.[1]

La sixième comprend 32 éléments, la septième période reste inachevée avec 17 éléments.

Les éléments des seconde et troisième périodes se répartissent très bien entre huit colonnes à raison d'un élément par colonne.

Cette simplicité n'existe plus pour les quatrième et cinquième périodes, le classement aidé par les propriétés chimiques amène deux éléments dans chacune des sept premières colonnes et groupe dans la huitième colonne des métaux très voisins les uns des autres: Fe, Co, Ni, et le ruthénium, le rhénium et le palladium.

Dans la sixième période, on a dû inscrire dans la troisième colonne, un groupe de quatorze éléments trivalents de propriétés chimiques extrêmement voisines: les *lanthanides* ou *terres rares* dont les numéros atomiques vont de 57 à 71.

Il en est de même pour la septième période, les *actinides* éléments trivalents figurent aussi dans la troisième colonne. Ils comprennent actuellement 17 éléments dont le numéro atomique Z va de Z = 89 pour l'actinium à Z = 103 pour le lawrencium. A partir de l'uranium (de Z = 92) ces éléments appelés transuraniens sont tous radioactifs et l'on prévoit qu'au-delà de l'élément 102 leur vie moyenne sera si faible que l'on pourra difficilement les étudier et surtout les utiliser.

Remarque: On divise souvent en deux la colonne VIII; une colonne VIII proprement dite contenant 9 métaux dont Fe, Ni, Co et une colonne O contenant tous les gaz rares.

V-3. Le numéro atomique Z est égal au nombre d'électrons périphériques. La charge du noyau est Ze.

Un atome de numéro atomique Z possède un noyau portant la charge électrique positive Ze, autour duquel gravitent Z électrons portant une charge opposée $-Ze$. Cette propriété fondamentale a été prouvée à partir de la loi expérimentale de Moseley montrant que la fréquence ν des raies des spectres d'émission X des éléments est proportionnelle au carré de leur numéro atomique Z:

$$\nu = \text{Cte} \cdot Z^2$$

ou:

$$\sqrt{\nu} = \text{Cte} \cdot Z$$

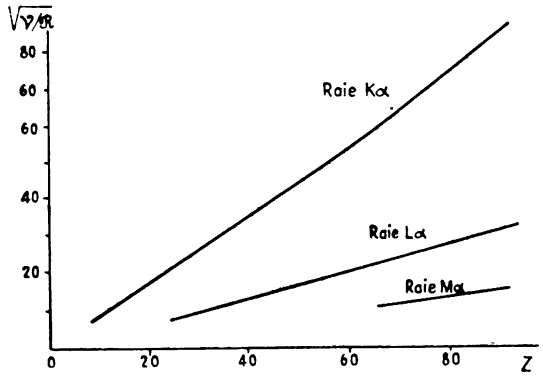


Fig. I-67

En ordonnées on a porté $\sqrt{\nu/\mathcal{R}}$, $\mathcal{R}$ étant la *constante de Rydberg* (p. 119).

Pour comprendre comment la loi expérimentale de Moseley:

$$\nu/Z^2 = \text{constante}$$

prouve que la charge du noyau de l'atome de l'élément de numéro atomique est Ze, nous sommes obligés d'introduire ici la représentation de l'atome due à Bohr.

V-4. L'atome de Bohr.

On sait aujourd'hui que le modèle de l'atome d'hydrogène proposé par Bohr est insuffisant pour expliquer toutes les propriétés des spectres des atomes. Il permet néanmoins de rendre compte avec une très grande précision et avec simplicité de nombreux résultats expérimentaux.

V-4.1. La condition d'équilibre mécanique.

Considérons un noyau d'un atome autour duquel gravitent Z électrons de charge totale $-Ze$. Nous ne faisons pas ici l'hypothèse que Z est le numéro atomique. Ceci ressortira de l'accord de la formule que nous trouverons avec la loi expérimentale de Moseley.

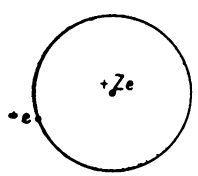


Fig. I-68

Pour que l'atome soit neutre, la charge du noyau doit être positive et opposée à celle de l'ensemble de son cortège électronique donc égale à $+Ze$. Soit un électron déterminé, il est soumis de la part

du noyau à une force d'attraction: $\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 a^2}$ dans le système M.K.S.A. (Giorgi) (avec $\varepsilon_0 = 10^7/4\pi c^2$ ou $1/4\pi\varepsilon_0 \# 9 \cdot 10^9$) ou $\frac{Ze^2}{a^2}$ dans le système C.G.S.

Pour que l'électron ne tombe pas sur le noyau, il faut que cette force d'attraction de Coulomb soit équilibrée par la force centrifuge $\frac{mv^2}{a}$ que produira la rotation de l'électron autour du noyau sur une orbite que nous supposerons circulaire de rayon a.

Dans le système M.K.S.A., nous aurons donc:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{a^2} = \frac{mv^2}{a}. \tag{1}$$

D'après l'électrodynamique classique, l'électron en mouvement sur son orbite circulaire (avec fréquence F de rotation $v/2\pi a$) devrait rayonner une onde électromagnétique, perdre ainsi peu à peu son énergie cinétique et finir par tomber sur le noyau en décrivant une spirale. D'une part, comme F varierait avec a, il y aurait émission d'une radiation de fréquence variable, donc un spectre d'émission continu. D'autre part, l'atome perdrait rapidement tous ses électrons.

L'expérience montre, que, si l'on écarte le spectre continu dû au rayonnement du corps noir, les spectres des atomes sont des spectres de raies et non des spectres continus. Bohr suppose donc qu'il existe certaines orbites privilégiées sur lesquelles l'électron ne rayonne pas, et que le rayonnement ne se produit qu'au moment du passage d'une orbite sur une autre. Il y a donc deux problèmes:

1° trouver les orbites stables,

2° trouver la fréquence émise par saut de l'électron d'une orbite sur une autre.

V-4.2. **La quantification des orbites.**

Planck avait montré que pour expliquer la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir, il fallait introduire les « actions » [1] par multiples entiers d'une quantité très petite:

$$h = 6{,}6236 \cdot 10^{-27} \text{ erg. seconde} = 6{,}6236 \cdot 10^{-34} \text{ joule} \cdot \text{seconde},$$

appelée le quantum d'action.

(1) On appelle action le produit d'un travail par un temps.

La dimension d'une action est:

$$\text{travail} \times \text{temps} = \text{force} \times \text{longueur} \times \text{temps}$$

ou encore:

$$MLT^{-2} \cdot L.T = ML^2T^{-1}.$$

La quantité de mouvement mv de l'électron a comme dimension MLT^{-1}, ce n'est pas une action mais son moment $p_\varphi = mva$ par rapport au noyau a la même dimension qu'une action.

Bohr détermina donc les orbites privilégiées où l'électron ne rayonnerait pas, c'est-à-dire les orbites stables, en leur imposant la condition que pendant une révolution de l'électron (φ croissant de 0 à 2π) l'intégrale $\int_0^{2\pi} p_\varphi \, d\varphi$ de l'action p_φ serait nh avec $n = 1, 2, 3 \ldots$ (1)

Il écrivit donc:

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi \, d\varphi = 2\pi mva = nh. \tag{2}$$

Les orbites stables sont alors données par (1) et (2):

Pour l'orbite de rang n on a ainsi (en M.K.S.A.):

$$\text{le rayon } a_n = \frac{n^2h^2\varepsilon_0}{\pi mZe^2}, \tag{3}$$

$$\text{la vitesse } v_n = \frac{Ze^2}{2nh\varepsilon_0}.$$

V 4.3. **L'énergie de l'électron sur l'orbite n.**

Cette énergie E_n est la somme de l'énergie cinétique:

$$\frac{mv_n^2}{2}$$

et de l'énergie potentielle de nature électrique:

$$\frac{-Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 a_n},$$

soit:

$$E_n = \frac{mv_n^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 a_n}.$$

(1) Plus généralement, l'état du système peut dépendre de plusieurs coordonnées $q_1, q_2, \ldots, q_i, \ldots$. Son énergie cinétique étant T, à chaque coordonnée q_i correspond un «moment» $p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}$ $\left(\text{où } \dot{q}_i = \frac{dq_i}{dt}\right)$.

La condition de quantification relative à p_i est $\int p_i \, dq_i = n_i h$, l'intégrale étant étendue à une période de la variation de q_i.

L'équation (1) nous montre que:

$$m v_n^2 = Ze^2/4\pi\varepsilon_0 a_n,$$

donc:

$$E_n = \frac{1}{2} Z e^2/4\pi\varepsilon_0 a_n - Z e^2/4\pi\varepsilon_0 a_n = -Z e^2/8\pi\varepsilon_0 a_n,$$

et en remplacant a_n par sa valeur tirée de (3):

$$E_n = -\frac{m Z^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 n^2 h^2} \ldots \text{ en unités M.K.S.A. donc en joules.}$$

S'il s'agit d'un atome d'hydrogène, Z = 1, et si nous avons choisi n = 1, l'énergie est:

$$E_1 = -\frac{2\pi^2}{(10^7/c^2)^2} \frac{0{,}9 \cdot 10^{-30} \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^4}{(6{,}62 \cdot 10^{-34})^2} = 2{,}18 \cdot 10^{-18} \text{ joules}$$

ou en électrons-volts:

$$\frac{2{,}18 \cdot 10^{-18}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 13{,}6 \text{ eV}.$$

Cette énergie est directement mesurable, nous verrons qu'elle représente le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène, qui est effectivement 13,6 volts.

Le rayon de l'orbite la plus intérieure de l'atome H est:

$$a_1 = \frac{h^2\varepsilon_0}{\pi m e^2} = \frac{(6{,}62 \cdot 10^{-34})^2 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}}{\pi \cdot 0{,}9 \cdot 10^{-30} (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2} = 0{,}53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

ou 0,53 angström, soit 1,06 Å comme diamètre de *l'atome* H, ce qui est compatible avec 2,75 Å diamètre de la *molécule* H_2 donné par la théorie cinétique.

La vitesse de l'électron sur l'orbite, n = 1, la plus intérieure est:

$$v_1 = (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2/2 \cdot 6{,}62 \cdot 10^{-34} \cdot \varepsilon_0 = 2{,}18 \cdot 10^6 \text{ m/s},$$

donc petite par rapport à la vitesse de la lumière, ce qui autorise en première approximation d'avoir admis que la masse *m* de l'électron est sa masse au repos.

V-4.4. **Fréquences mises en jeu dans les transitions électroniques.**

Nous avons vu qu'Einstein avait montré que l'effet photoélectrique obéit à la loi:

$$\frac{1}{2} m v^2 = h(\nu - \nu_0);$$

h quantum d'action a la dimension travail $\times$ temps, $h\nu$ est donc une énergie. Bohr pose par suite à priori que si un électron se rapproche du noyau en passant de l'orbite p à l'orbite n, ($p > n$, $r_p > r_n$), sa diminution d'énergie est convertie en rayonnement de fréquence:

$$E_p - E_n = h\nu = \frac{m e^4 Z^2}{8 \varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right).$$

V-5. Emission.

Un électron passant de l'orbite p à l'orbite n perd de l'énergie si E_p est supérieur à E_n: cette énergie apparaît sous forme de rayonnement de fréquence ν telle que:

$$h\nu = E_p - E_n.$$

L'équation (3), p.116, montre que si $p > n$, $a_p > a_n$. Il y a émission de rayonnement lors de la chute de l'électron de l'orbite p sur une orbite n.

L'orbite $n = 1$, la plus rapprochée du noyau, correspond à l'atome au repos ou non excité. Nous verrons que chacune des couches électroniques ne peut posséder qu'un nombre restreint d'électrons (2, 8, 8 ...). Il faut donc pour qu'une émission de rayonnement soit possible, par passage d'un électron d'une orbite à une autre, qu'une place soit vacante dans une des couches plus proches du noyau.

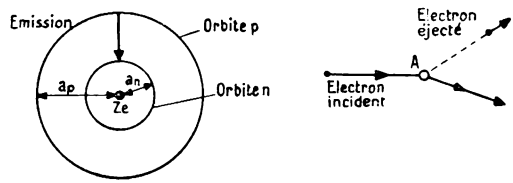


Fig. I-69

Ceci se produira par exemple dans une décharge électrique dans un gaz (spectre visible, U-V) ou en bombardant une anticathode métallique par des électrons (rayons X). Un électron incident pénètre dans le cortège électronique de l'atome A et en chasse un électron d'une couche intérieure, K par exemple. Le cortège atomique de A dont la couche K a une place vacante n'est plus stable, et il y a réarrangement de ce cortège, un électron d'une couche plus extérieure prend la place libérée dans la couche K. Ce saut vers le noyau s'accompagne alors de l'émission de rayonnement.

V-6. Absorption.

Inversement le passage d'un électron de l'orbite n sur une orbite p plus éloignée du noyau est réalisable par absorption de l'énergie $h\nu$ d'un photon.

L'expression:

$$E_n = -\frac{Z e^2}{4 \pi \varepsilon_0 a_n}$$

montre que l'énergie d'un électron très éloigné du noyau est négligeable. Par suite si $h\nu$ dépasse la valeur:

$$-E_n = \frac{2 \pi^2 m e^4}{(4 \pi \varepsilon_0)^2 h^2} \frac{Z^2}{n^2} = \frac{m e^4 Z^2}{8 \varepsilon_0^2 h^2 n^2},$$

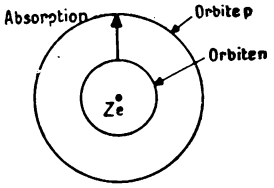


Fig. I-70

le photon chasse l'électron de l'atome et lui donne une énergie cinétique:

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - \frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2} \frac{Z^2}{n^2};$$

il y a ionisation de l'atome par le photon.

La fréquence émise dans la transition $p \rightarrow n$ ou absorbée dans la transition $n \rightarrow p$ est:

$$\frac{m e^4}{8 h^3 \varepsilon_0^2} \frac{Z^2}{\varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right),$$

que l'on écrit habituellement, en introduisant le nombre d'onde $\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$:

$$\mathcal{R} = \frac{m e^4}{8 c h^3 \varepsilon_0^2}, \quad \text{en M.K.S.A.} \tag{4}$$

$$\nu' = \mathcal{R} Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right); \tag{5}$$

la constante:

$$\mathcal{R} = (1{,}0973730 \pm 0{,}0000005) \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

est appelée *constante de Rydberg*. Elle ne dépend pas du nombre Z de charges élémentaires attribué au noyau.

V-6.1. **Représentation des niveaux d'énergie.**

On connaît actuellement cinq séries de raies, dans le spectre de l'atome d'hydrogène:

la série de	Lyman	: n = 1, p = 2, 3,.....,	1er terme : 1 215 Å;
,,	Balmer	: n = 2, p = 3, 4,.....,	: 6 563 Å;
,,	Paschen	: n = 3, p = 4, 5,.....,	: 18 751 Å;
,,	Brackett	: n = 4, p = 5, 6,.....,	: 40 500 Å;
,,	Pfund	: n = 5, p = 6, 7,.....,	: 74 000 Å;

On peut représenter chaque raie sur la carte de l'atome de Bohr en indiquant de quelle orbite à quelle orbite plus proche du noyau a lieu le saut électronique émettant la raie.

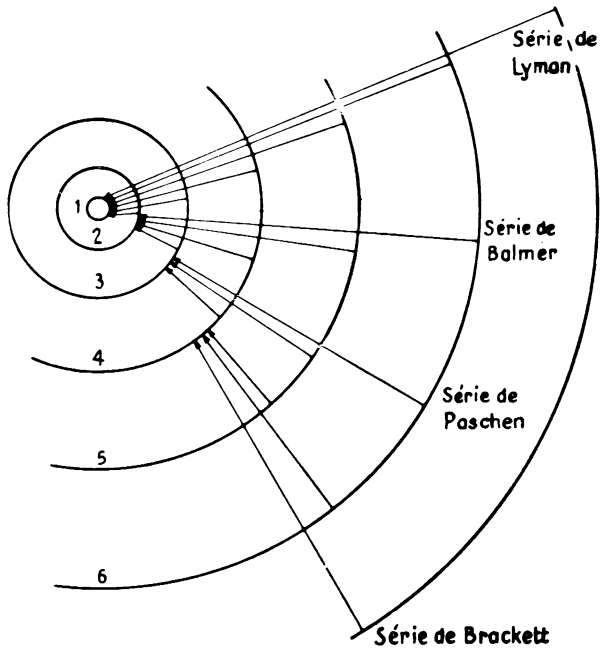


Fig. I-71

Une telle représentation est peu pratique et de plus elle est inexacte car en réalité les orbites ne sont pas des circonférences mais des ellipses animées d'un mouvement de précession. Aussi préfère-t-on un schéma de niveaux d'énergie où l'on porte en ordonnée, non pas exactement les énergies E_n, mais leur quotient par hc:

$$\frac{-E_n}{hc} = \frac{m e^4 Z^2}{8 n^2 \varepsilon_0^2 h^3 c} = \frac{\mathcal{R} Z^2}{n^2}.$$

Si le dessin était à une échelle exacte, les distances entre niveaux donneraient directement les nombres d'ondes ν'.

Ce schéma est relatif à l'atome d'hydrogène, ceux relatifs à d'autres atomes ou molécules sont plus compliqués, parfois très compliqués. Cependant dans tous les cas, comme ici, les fréquences obéissent au *principe de combinaison de Ritz*: elles s'obtiennent toutes comme différence de certaines fréquences. Ici, par exemple, les termes de la série de Balmer s'obtiennent ainsi:

$$\nu'_1 = \frac{\mathcal{R}}{4} - \frac{\mathcal{R}}{9}, \qquad \nu'_2 = \frac{\mathcal{R}}{4} - \frac{\mathcal{R}}{16}, \qquad \nu'_3 = \frac{\mathcal{R}}{4} - \frac{\mathcal{R}}{25} \ldots\ldots$$

C'est le principe de combinaison qui a permis de démêler la structure

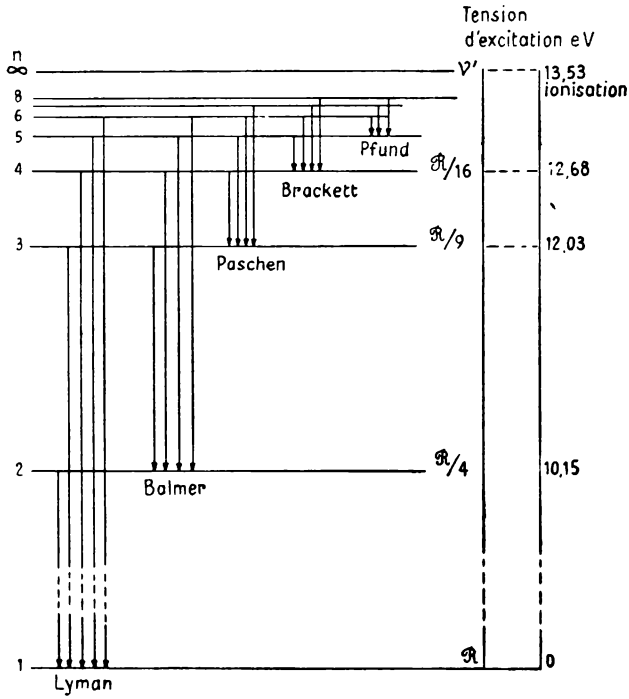


Fig. I-72

des spectres les plus compliqués et a donné les schémas de niveaux énergétiques correspondants.

V-7. **Comparaison de la constante de Rydberg calculée avec sa valeur expérimentale.**

La formule:

$$\nu' = \mathcal{R}\, Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right),$$

que nous avons obtenue avec le très simple modèle d'atome proposé par Bohr, donne des nombres d'ondes en très bon accord avec les mesures effectuées sur le spectre de l'hydrogène en prenant $Z = 1$.

Avec l'hélium l'accord est encore bon avec la valeur expérimentale de $\mathcal{R}$ et la valeur calculée précédemment:

$$\mathcal{R} \text{ calculé} = \frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^3 c} = 109\,737{,}3;$$

$\mathcal{R}$ mesuré, atome H : 109 677,7;

$\mathcal{R}$ mesuré, atome He: 109 722,4.

L'écart entre $\mathcal{R}$ calculé et $\mathcal{R}$ mesuré est petit mais certain. On l'a expliqué quantitativement en tenant compte de ce que l'électron ne tourne pas autour d'un noyau immobile, mais qu'en réalité électron et noyau de l'atome de Bohr décrivent des orbites circulaires autour de leur centre de gravité commun.

Ceci conduit à remplacer la masse m de l'électron par $\frac{m}{1 + m/M}$ où M est la masse du noyau. La « constante » de Rydberg prend alors la forme:

$$\mathcal{R} = \frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^3 c} \cdot \frac{1}{1 + m/M} = \frac{\mathcal{R}_\infty}{1 + m/M},$$

$\mathcal{R}_\infty$ étant la constante précédemment calculée, constante qui serait exacte pour un noyau infiniment lourd.

V-8. **Atomes hydrogénoïdes.**

Considérons les atomes des éléments qui suivent l'hydrogène dans la classification périodique:

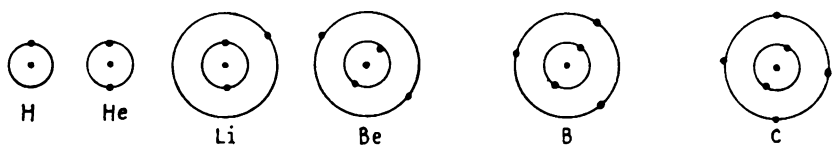


Fig. I-73

On voit que He^+, Li^{++}, Be^{+++}, B^{++++}, C^{+++++}, atomes ayant perdu 1 , 2 , 3 , 4 , 5 électrons,
ont une structure très voisine de celle de l'atome d'hydrogène, la différence étant que les noyaux ont une masse plus élevée et une charge Ze au lieu de e. On prévoit donc par la théorie de Bohr que ces atomes auront des spectres très analogues à ceux de H. C'est bien ce que l'expérience confirme, Millikan et Bowen ont même réussi à obtenir le spectre de Sn^{23+} à qui 23 électrons ont été arrachés.

D'une manière générale, Sommerfeld et Kossel ont montré que le spectre d'un atome Z est analogue à celui de l'élément Z+1 ionisé une fois, à celui de l'élément Z+2 ionisé deux fois, etc.

V-9. Comparaison directe avec l'expérience des fréquences calculées. Expérience de Franck et Hertz.

Une expérience due à Franck et Hertz met en évidence les différences d'énergie elles-mêmes et non plus seulement les nombres d'ondes.

Dans le dispositif le plus perfectionné qu'ont employé Franck et Hertz, les électrons issus d'une cathode incandescente sont accélérés par une grille G_1 portée au potentiel V (le potentiel de la cathode est pris pour origine des potentiels) puis traversent l'espace G_1 G_2 à vitesse constante et sont freinés entre G_2 et la plaque P. On mesure le courant anodique i en fonction de V. L'ampoule de verre contient le gaz étudié.

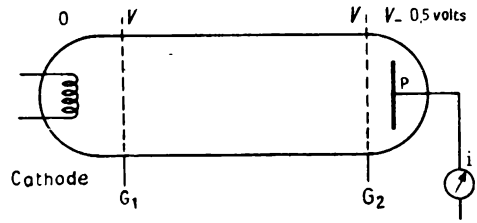


Fig. I-74

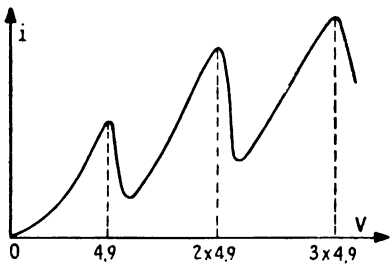


Fig. I-75

S'il s'agit par exemple de vapeur de mercure, on constate que le courant i passe par un maximum quand $V = 4{,}9$ ou 9,8 ou 14,7 volts soit pour $4{,}9$, $2\times4{,}9$, $3\times4{,}9$ puis décroît très vite.

Dès que V dépasse 4,9 volts l'ampoule émet le rayonnement ultraviolet de longueur d'onde 2537 Å.

Comparons l'énergie acquise par l'électron avec celle d'un photon dont la longueur d'onde est 2537 Å.

Energie cinétique de l'électron $= eV = 1{,}6\cdot10^{-19}\cdot4{,}9 = 7{,}84\cdot10^{-19}$ joule.

Energie du photon $= h\nu = h\dfrac{c}{\lambda} = \dfrac{6{,}62\cdot10^{-34}\cdot3\cdot10^{8}}{2{,}537\cdot10^{-7}} = 7{,}84\cdot10^{-19}$ joule.

Ces deux énergies sont donc égales.

L'explication de l'aspect de la courbe (i, V) est le suivant:

Quand un électron rencontre un atome de mercure, il l'excite, c'est-à-dire qu'il fait passer un électron de cet atome d'une orbite à une autre plus

écartée du noyau. Ceci retire à l'électron qui va de K vers P une énergie cinétique de 4,9 électrons-volts s'il rencontre 1 atome entre G_1 et G_2,

de $2 \times 4{,}9$,, ,, ,, ,, 2 atomes ,, ,,

de $3 \times 4{,}9$,, ,, ,, ,, 3 atomes ,, ,,

Cet électron ne peut donc plus surmonter le potentiel antagoniste (—0,5 volt), d'où les diminutions de i.

L'énergie de 4,9 eV devient énergie potentielle pour l'électron de l'atome excité de Hg qui est passé du niveau fondamental ^1S au niveau supérieur $^3P_1$. Cette énergie potentielle est perdue par cet électron sous forme de photon de longueur d'onde égale à 2537 Å lorsqu'il retombe au niveau ^1S.

En bombardant les atomes de Hg par des électrons d'énergie croissante, on obtient des raies de longueur d'onde de plus en plus courte. Par exemple si $V = 6{,}73$ volts, le retour de l'état excité à l'état fondamental donne la longueur d'onde 1849 Å. De petites bosses sur la courbe (i, V) montrent même des excitations de l'atome de mercure où un électron est élevé à un niveau dont le retour direct à l'état fondamental n'a pas lieu et qui par suite n'est pas mis directement en évidence par le spectre.

L'expérience de Franck et Hertz montre quantitativement que l'excitation électronique des atomes conditionne leur spectre et confirme ainsi la structure en niveaux d'énergie bien déterminés. Quand V augmente suffisamment l'ionisation se produit, ce qui correspond à la fréquence limite d'une série spectrale (par exemple dans $\nu' = \mathcal{R} Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)$ l'ionisation correspond à p infini).

V-10. Interprétation par la mécanique ondulatoire de la quantification des orbites.

Bohr a posé arbitrairement, bien qu'avec plein succès au point de vue de l'accord avec l'expérience, sa condition (2) de quantification:

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi \, d\varphi = 2\pi m v a = nh.$$

La mécanique ondulatoire permet de retrouver très naturellement cette condition. L'électron en mouvement sur l'orbite de rayon a possède la quantité de mouvement $p = mv$, donc il lui est associé une onde de de Broglie dont la longueur d'onde est:

$$\lambda = h/p = h/mv.$$

Par analogie avec ce qui se passe dans une corde vibrante, on peut considérer que les orbites stables correspondent à des ondes stationnaires, donc où:

$$2\pi a = n\lambda,$$

tandis que les orbites où n n'est pas entier ne peuvent subsister, l'onde se détruisant par interférence.

La condition:

$$2\pi a = n\lambda$$

s'écrit aussi:

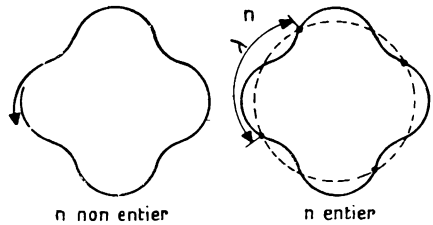


Fig. I-76

$$2\pi m a v = nh.$$

La mécanique ondulatoire redonne donc bien la condition de quantification choisie par Bohr, mais beaucoup moins arbitrairement.

V-11. L'atome d'hydrogène en mécanique ondulatoire.

Le calcul rigoureux complet des probalilités Ψ par l'équation de Schrödinger a été poussé jusqu'au bout, il est cependant long et compliqué.

Nous allons donc seulement donner les grandes lignes des procédés employés. Ce sont les conditions aux limites imposées par les résultats expérimentaux qui donnent les conditions de quantification: Ψ doit être continue, uniforme, partout finie et être nulle à l'infini; on dit alors que Ψ est *fonction propre* et que l'énergie a une valeur propre.

V-11.1. Le rotateur à axe fixe.

Nous considérons ce problème par ce qu'il est le plus simple qui puisse montrer comment l'équation de Schrödinger impose naturellement des conditions de quantification. Ce modèle correspond à une molécule diatomique à liaison rigide.

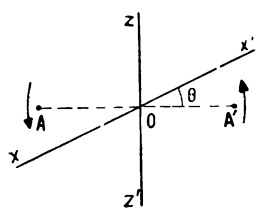


Fig. I-77

Deux atomes identiques A et A' de masse M sont supposés liés rigidement:

$$AA' = Cte = 2r,$$

$$\widehat{AOz} = \pi/2,$$

et on veut étudier par l'équation de Schrödinger les rotations possibles.

L'énergie potentielle V est ici nulle. L'énergie E se compose donc uniquement de l'énergie cinétique. L'équation de Schrödinger pour l'amplitude est simplement:

$$\Delta\Psi + \frac{2(2M)}{\hbar^2} E\Psi = 0.$$

La seule variable est l'angle θ qui définit l'orientation de AA'.

$\Delta\Psi'$ se réduit ici à $\frac{1}{r^2}\frac{d^2\Psi'}{d\theta^2}$ et l'équation à:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d^2\Psi'}{d\theta^2} + \frac{4M}{\hbar^2}E\Psi' = 0$$

où:

$$\frac{d^2\Psi'}{d\theta^2} + \frac{2I}{\hbar^2}E\Psi' = 0$$

(I étant le moment d'inertie $2Mr^2$ de la molécule AA').

Posons $k^2 = 2IE/\hbar^2$, cette équation s'écrit:

$$\frac{d^2\Psi'}{d\theta^2} + k^2\Psi' = 0.$$

Elle admet une solution générale de la forme:

$$\Psi'(\theta) = \Psi'_0 e^{jk\theta}.$$

Pour être « fonction propre » cette solution doit être uniforme, donc, pour avoir un sens physique, ne pas changer quand θ croît de 2π:

$$\Psi'(\theta) = \Psi'(\theta + 2\pi) \quad \text{ou} \quad e^{jk\theta} = e^{jk\theta}\, e^{2jk\pi}$$

où:

$$e^{2jk\pi} = 1 = \cos 2k\pi = \cos 2n\pi$$

où n est entier; il faut que k soit entier: $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \ldots$

Cette condition physique de périodicité pour Ψ' impose la quantification de l'énergie E sous la forme:

$$E = \frac{\hbar^2}{2I}k^2 \quad \text{avec} \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Les valeurs E_k de l'énergie sont appelées *valeurs propres* de l'énergie, pour toute autre valeur que ces valeurs l'équation d'amplitude de Schrödinger n'admet pas de solution périodique. La recherche des conditions de quantification se ramène donc à la recherche des valeurs propres de E, ou des fonctions propres (Eigenfunktionen) qui permettent de résoudre l'équation de Schrödinger.

V-11.2. **L'atome d'hydrogène.**

Le noyau étant placé en O et l'électron en e, sa position est définie par la distance Oe = r et les angles d'Euler φ et θ.

En exprimant $\Delta\Psi'$ avec les variables r, θ, φ l'équation de Schrödinger devient:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2\Psi}{\partial\varphi^2}\right]+\frac{2m_e}{\hbar^2}(E-V)\Psi=0. \quad (1)$$

L'énergie potentielle V est $-\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}$ ou plus généralement $-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ si le noyau a la charge Ze. Pour résoudre l'équation (1) on cherche une solution du type:

$$\Psi(r,\theta,\varphi)=R(r)\cdot\Theta(\theta)\cdot\Phi(\varphi). \quad (2)$$

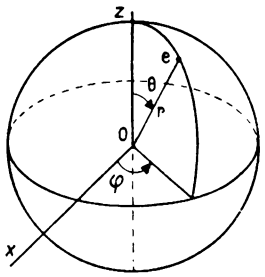


Fig. I-78

Alors l'équation de Schrödinger se décompose en trois équations:

$$\frac{d^2R}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dR}{dr}+\left[\frac{2m_e}{\hbar^2}\left(E+\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)-\frac{A}{r^2}\right]R=0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\Theta}{d\theta}\right)+\left(A-\frac{m^2}{\sin^2\theta}\right)\Theta=0, \quad (4)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}+m^2\Phi=0, \quad (5)$$

A et m étant des constantes à déterminer.

Les fonctions propres, solutions de (4) et (5) doivent être uniformes donc ne pas changer quand θ et φ augmentent de 2π, (5) est d'ailleurs une équation du même type que celle du rotateur. Les valeurs de m à imposer à (5) pour que ses solutions soient fonctions propres, sont donc: $m=0, \pm1, \pm2\ldots$ et elles donnent:

$$\Phi_m=\Phi_0 e^{jm\varphi}.$$

Les solutions de (4) ne sont périodiques, compte tenu des valeurs que nous venons d'imposer à m, que si A est de la forme:

$$A=l(l+1) \quad \text{avec} \quad l=0,1,2\ldots$$

Les valeurs imposées $l(l+1)$ de A donnent les solutions de (4) qui sont des fonctions propres.

Ce sont des fonctions de Legendre [1]: $P_l^{|m|}(\cos\theta)$.

Si l et m ont les valeurs que nous avons imposées, (3) est de la forme:

$$\frac{d^2R}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dR}{dr}+\left[\frac{2m}{\hbar^2}\left(E+\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)-\frac{l(l+1)}{r^2}\right]R=0. \quad (6)$$

(1) $P_l^{|m|}(\cos\theta)=\sin^{|m|}\theta\,\frac{d^{|m|}P_l(\cos\theta)}{d(\cos\theta)^m}$ $0\leqslant|m|\leqslant1$

et $P_l(\cos\theta)=\frac{1.3.5\ldots(2l-1)}{1.2.3\ldots..l}\left[\cos^l\theta-\frac{l(l-1)}{2(2l-1)}\cos^{l-2}\theta+\frac{l(l-1)(l-2)(l-3)}{2.4\ldots(2l-1)(2l-3)}\cos^{l-4}\theta\ldots\right]$;

par exemple: $P_0=1$, $P_1=\cos\theta$, $P_2=\frac{1}{2}(3\cos^2\theta-1)$, $P_3=\frac{1}{3}(5\cos^3\theta-\cos3\theta)\ldots$

V-11.2.1. ***Supposons que E soit positif.*** — Ceci correspond à la trajectoire hyperbolique d'un électron qui quittera l'atome. Ce ne sont plus des états stationnaires et il n'y a plus possibilité d'écrire l'équation de Schrödinger concernant les amplitudes après avoir divisé par l'exponentielle $e^{-2\pi j\nu t}$. Il faut introduire l'équation complète en Ψ. On pourrait vérifier qu'il n'y a besoin d'imposer aucune condition de quanta.

V-11.2.2. ***Supposons que E soit négatif.*** — Ceci correspond aux orbites circulaires ou elliptiques de Bohr. Voyons d'abord ce que devient (6) si r est très grand. On négligera les termes en $1/r$ et $1/r^2$, (6) devient:

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} ER = 0, \tag{7}$$

dont une solution est $R = \text{constante} \cdot e^{-r/a} = \text{constante} \cdot e^{-\rho}$ avec $a^2 = -\dfrac{\hbar_2}{2m_e E}$ et $\rho = r/a$. On peut donc chercher pour (6) une solution de la forme $R = e^{-\rho} f(\rho)$ où $f(\rho)$ devra rester partout finie et R devra tendre vers zéro quand ρ tend vers l'infini. On peut montrer que $f(\rho)$ répond à ces conditions si c'est un polynôme en ρ de la forme

$$\rho^l \sum_0^p \alpha_p \rho^p = \rho^l P(\rho)_p.$$

En portant cette expression $R = e^{-\rho} p^l P(\rho)_p$ dans (6) on peut montrer que le polynôme (1) $P(\rho)$ est limité au terme en ρ^p si:

$$-p - l - 1 = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{h} \sqrt{\frac{-m_e}{2E}};$$

$-p-l-1$ est un nombre entier $-n$.

E devra donc avoir la valeur propre:

$$E_n = -\frac{m_e}{2\hbar^2} \left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{n^2}. \tag{8}$$

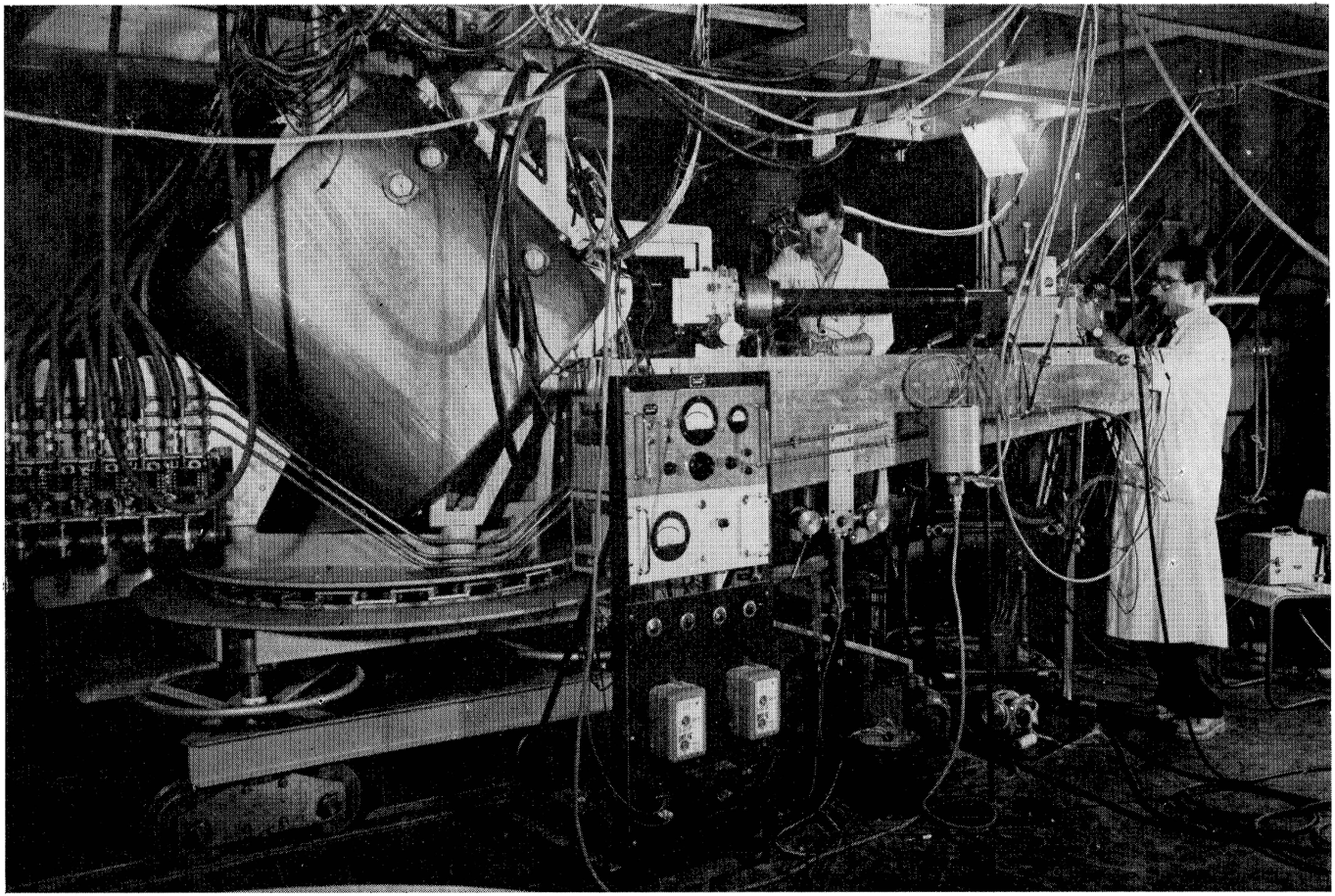
C'est exactement l'expression qu'avait trouvée Bohr.

La différence des deux méthodes, celle de Bohr et de la mécanique ondulatoire, est la suivante. Bohr choisissait les conditions de quantification de chaque paramètre en imposant à priori comme nécessaire qu'une intégrale d'action, telle que $\int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi$, devait être égale à nh. Cette condition était absolument arbitraire.

(1) $P(\rho)_p$ est un polynôme de Laguerre, défini par:

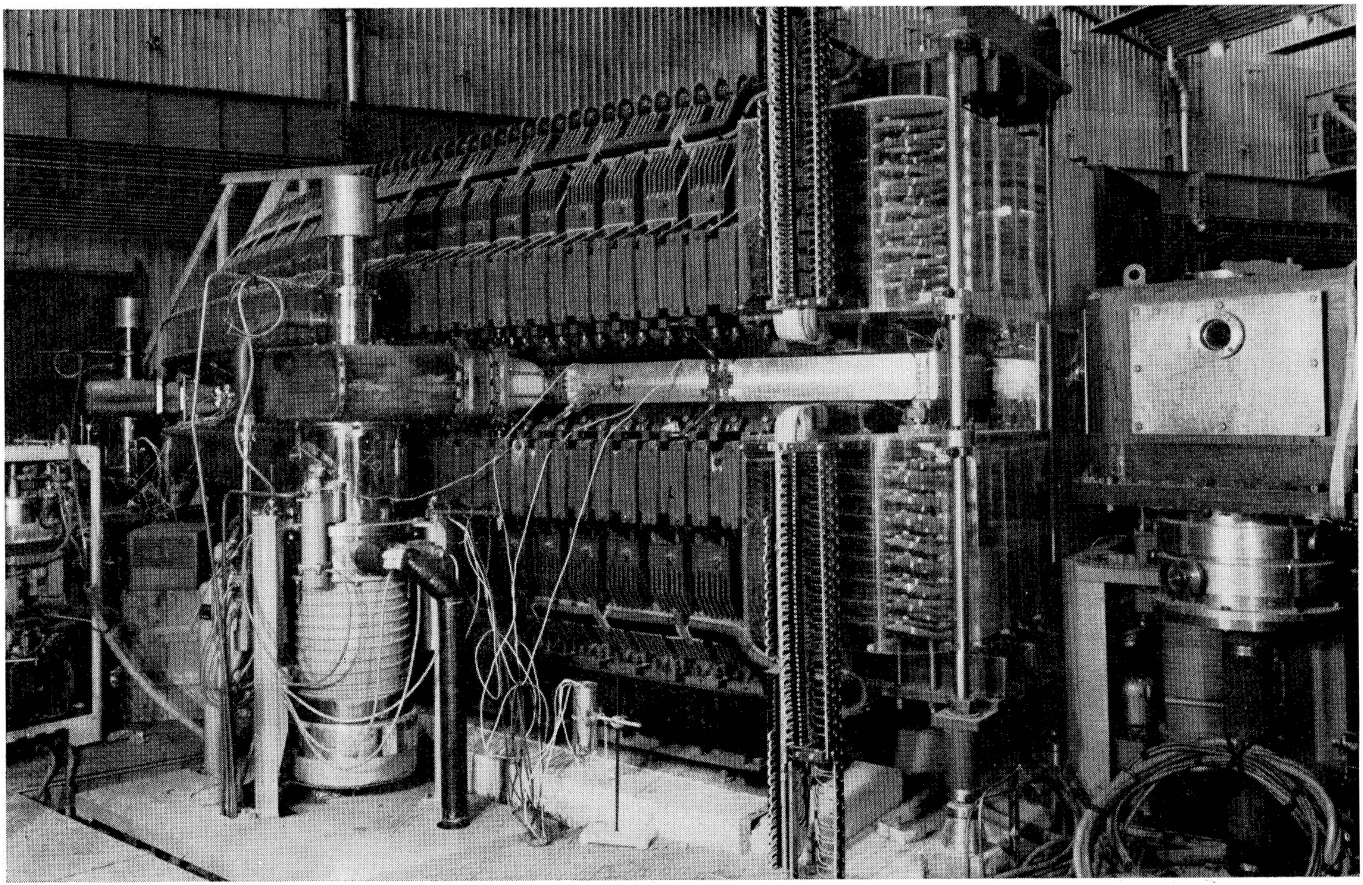
$$P(\rho)_p = e^\rho \frac{dp}{d\rho p} (\rho^p e^{-\rho}) = (-1)^p \left[\rho^p - \frac{p^2}{1!} \rho^{p-1} + \frac{p^2(p-1)^2}{2!} \rho^{p-2} \ldots + (-1)^p p! \right];$$

par exemple: $P_0 = 1$, $P_1 = -\rho + 1$, $P_2 = \rho^2 - 4\rho + 2$, $P_3 = -\rho^3 + 9\rho^2 - 18\rho + 6$.



Accélérateur Van de Graaff. Salle des cibles du générateur électrostatique SACLAY (au premier plan aimant de déflexion du faisceau). *(Photo C.E.A.)*

PLANCHE III



Saturne. Vue détaillée de quelques électroaimants. A gauche, une des installations de pompage. SACLAY (*Photo C.E.A.*).

La mécanique ondulatoire écrit l'équation de Schrödinger, et les conditions de quantas apparaissent automatiquement, sans aucun arbitraire, comme des conditions mathématiques qui doivent être remplies pour que l'équation ait des solutions satisfaisant aux conditions aux limites du problème physique posé. Nous l'avons vu en détail pour le rotateur, on l'a vérifié également pour l'atome de H mais les développements mathématiques sont beaucoup plus copieux. La supériorité de la mécanique ondulatoire sur l'« ancienne théorie des quantas » s'est manifestée en de nombreuses circonstances, elle a en particulier retrouvé par le calcul l'existence de « demi-quantas » justifiés sous la forme $\left(n + \frac{1}{2}\right)h$, demi-quantas que l'expérience avait obligé à ajouter comme termes correctifs dans les spectres de molécules diatomiques.

Les valeurs négatives de E correspondent aux orbites elliptiques (ou circulaires en première approximation) de l'atome de Bohr. La fonction d'onde Ψ nous a conduit aux fonctions propres des paramètres, r, θ, φ ou ρ, θ, φ:

$$\Psi(\rho, \theta, \varphi) = R(\rho) \cdot \Theta(\theta) \cdot \Phi(\varphi)$$

avec [1]

$$\begin{cases} R(\rho) = e^{-\rho} \rho^l P(\rho)_{n-l-1} & \text{avec} \quad 0 \leqslant l \leqslant n-l \qquad (9) \\ \Theta(\theta) = P_l^{|m|}(\cos\theta), & \text{avec} \quad -l \leqslant m \leqslant +l \qquad (10) \\ \Phi(\varphi) = e^{jm\varphi}; & n, l, m, \text{ sont entiers.} \end{cases}$$

V-12. Conditions de quantification. Multiplicité des niveaux.

Le nombre n *est appelé nombre quantique principal*, c'est le seul nombre qui intervient dans le modèle de l'atome de Bohr à orbites circulaires. L'expression (8) montre que l'énergie E dépend seulement de n.

Les inégalités (9) et (10) montrent qu'à chaque niveau n correspondent n—1 valeurs de l:

$$l = 0,\ 1,\ 2 \ldots n-1.$$

l est appelé nombre quantique azimutal.

Les inégalités (10) montrent que le nombre m, *appelé nombre quantique magnétique* ne peut prendre que l'une de ces valeurs:

$$-l,\ -l+1,\quad \ldots -1,\ 0,\ 1\quad \ldots l-1,\ l.$$

A chaque valeur de l, correspond donc $2l+1$ valeurs de m et $2l+1$ fonctions propres. Comme l peut prendre les valeurs entières comprises entre 0 et n—1 à cause des inégalités (9), à une valeur donnée de n correspondent n^2 niveaux de l et m différents.

(1) Les P(ρ) sont les polynômes de Laguerre et les $P_l^{|m|}$ sont les fonctions de Legendre déjà rencontrés au paragraphe V-11.

En effet:

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} (2l+1) = n^2,$$

car:

$$\begin{cases} \sum_{0}^{n-1} = 1 + 3 + \ldots + 2n - 1 \\ \sum_{0}^{n-1} = 2n - 1 + \ldots + 1 \\ \hline 2\sum_{0}^{n-1} = 2n + 2n + \ldots + 2n = 2n \cdot n. \end{cases}$$

Le niveau n est dit dégénéré en n^2 niveaux. Cette décomposition avait été trouvée antérieurement par l'ancienne théorie des quantas, mais beaucoup plus arbitrairement. Considérons le cas très simple d'un atome d'hydrogène où $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$. Alors Ψ a la symétrie sphérique et est proportionnel à:

$$e^{-\rho} = e^{-r/a} \qquad \text{avec} \qquad a^2 = -\hbar^2/2m_e E.$$

La probabilité pour que l'électron soit compris entre r et $r + dr$ est:

$$\Psi\Psi^* 4\pi r^2 dr = e^{-2(r/a)} 4\pi r^2 dr;$$

elle est maxima quand $r^2 e^{-2r/a}$ est maximum.

Si nous posons $y = \left(\frac{r}{a}\right)^2 e^{-2(r/a)}$, $\frac{dy}{d(r/a)} = 0$ quand $r = a$;

or:

$$a^2 = -\frac{\hbar^2}{2m_e E_1} \qquad E_1 = -\frac{m_e}{2\hbar^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2;$$

donc: $r = \frac{\hbar^2}{m_e^2} 4\pi\varepsilon_0$, qui est identique à a_1 de Bohr.

Densité du nuage électronique concernant un électron ($n = 1$, $l = 0$, $m = 0$).

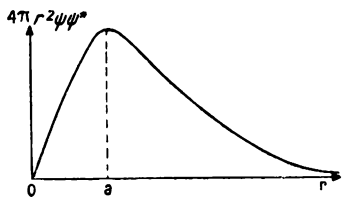


Fig. I-79

La mécanique ondulatoire prévoit donc que la probabilité de rencontrer l'électron ($n = 1$, $l = 0$, $m = 0$) est maxima à une distance égale au rayon de la première orbite circulaire de Bohr.

Si nous choisissons un électron pour lequel $l \neq 0$ et $m \neq 0$, la répartition dans l'espace du nuage électronique donnée par $\Psi\Psi^*$ n'a plus la symétrie sphérique et devient de plus en plus compliquée quand l et m croissent.

V-13. Comparaison de la théorie avec l'expérience. Loi de Moseley.

Revenons aux spectres X d'émission. La formule:

$$\nu' = \mathcal{R}Z^2\left(\frac{1}{n^2} = \frac{1}{p^2}\right)$$

prévoit que pour des valeurs données de n et de p, ν' est proportionnel à Z^2, c'est-à-dire au carré du nombre d'électrons qui gravitent autour du noyau. La périodicité du système des éléments ne se manifeste pas dans les spectres X.

Pour la série des raies K des divers éléments $n = 1$. Si $p = 2$, nous avons les raies K_α:

$$\nu'_{K_\alpha} = Z^2\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) = \frac{3\mathcal{R}}{4}Z^2.$$

Pour la série des raies L des divers éléments, $n = 2$. Si $p = 3$, nous avons la première raie L_α:

$$\nu'_{L_\alpha} = \mathcal{R}Z^2\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) = \frac{5}{36}\mathcal{R}Z^2.$$

La théorie retrouve assez bien les fréquences observées dans les spectres d'émission des rayons X et donne la proportionnalité de ν' au carré du nombre des électrons. D'autre part la loi expérimentale de Moseley nous dit que ν' est proportionnel au carré du numéro atomique. Ceci montre que le rapport du nombre d'électrons au numéro atomique reste constant quand on passe des éléments légers (Z petit) aux éléments lourds (Z élevé). Or dans le cas de l'hydrogène et de l'hélium il n'y a aucun doute, à cause de l'accord des calculs de Bohr avec l'expérience, que H élément numéro 1 ait 1 électron et He élément numéro 2 en ait 2. D'où cette conclusion très importante:

Il y a Z électrons gravitant autour du noyau d'un atome neutre de l'élément de numéro atomique Z; *ce noyau porte une charge positive* Ze.

Effet d'écran. — La loi de Moseley $\nu = \text{Cte} \cdot Z^2$ n'est qu'une approximation. Les fréquences de la raie K_α des divers éléments sont mieux représentées par une loi empirique où l'on remplace Z par Z-1, et, pour la raie L_α Z par Z-7,4. Devrait-on à cause de cet écart avec la théorie de Bohr renoncer à dire que l'élément Z possède Z électrons? Il n'en est rien car aujourd'hui cet écart est non seulement expliqué mais calculé théoriquement.

La formule (3):

$$a_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 mZe^2}$$

montre que le rayon a_n de l'orbite électronique n est le plus faible lorsque $n = 1$: couche K. Il est 4 fois plus élevé pour la couche suivante, la couche L.

A partir de l'hélium il y a deux électrons sur la couche K, la force d'attraction que le noyau exerce sur l'un deux est en moyenne diminuée par la force de répulsion due au second électron de la couche K. En gros on peut dire que ce n'est plus une charge $+ Ze$ qui agit mais une charge $+ Ze - e = e(Z-1)$. Le terme spectral E_1 relatif à la couche K ($n = 1$) doit par suite être proportionnel à $(Z-1)^2$.

Dans le modéle de l'atome planétaire de Bohr, il y a sur la couche K 2 électrons de $n = 1$, sur la couche L, 8 électrons de $n = 2$. Un électron de la couche L est donc soumis non seulement à l'attraction Ze du noyau mais aussi à la répulsion de 7 électrons de la couche L et surtout des 2 électrons de la couche K situés entre le noyau et lui, le terme E^2 relatif à la couche L sera donc à peu près proportionnel à $(Z-2-\varepsilon)^2$, (ε représentant les actions des 7 électrons de la couche L, actions qui se compensent en partie). Dans la réalité il faudrait tenir compte aussi des couches extérieures de l'atome. Quand on passe à des couches plus éloignées du noyau, l'écart à la proportionnalité de E_n à Z^2 augmente parce que l'effet d'écran dû aux couches plus internes augmente.

Le calcul rigoureux très compliqué en mécanique ondulatoire a été abordé par Gordon avec quelques simplifications. Il conduit à une expression plus compliquée de E_n qui est en bon accord avec l'expérience.

Les difficultés sont grandes parce que les « couches » électroniques ne sont pas des sphères concentriques. Chaque couche contient des électrons ayant même valeur du « nombre quantique principal » n remplaçant le nombre quantique introduit par Bohr. Ces électrons diffèrent entre eux par d'autres nombres quantiques. Leurs orbites sont approximativement des ellipses ayant un foyer au noyau et animées d'un mouvement de précession. Par suite, elles s'enchevêtrent, même entre « couches » différentes, et le calcul de l'effet d'écran n'a été qu'approché.

Il est cependant intéressant de regarder en détail comment la fréquence mesurée ν_m d'une raie X diffère de la valeur ν_c que l'on calculerait par la loi de Moseley. La loi de Moseley ne montre aucune périodicité, quand Z varie, cependant si l'on porte les écarts $\nu_m - \nu_c$ en fonction du numéro atomique Z, la courbe obtenue se compose très sensiblement de segments de droite. On sait aujourd'hui que ces sauts d'un segment au suivant se produisent chaque fois que Z dépasse le Z d'un gaz rare (de couche électronique périphérique de 8 électrons), et plus généralement, chaque fois

qu'une couche électronique étant complétée, une nouvelle couche commence à se former. En regardant les choses de près, la périodicité des éléments se révèle donc, mais très faiblement comme une correction, dans les fréquences de leurs spectres X.

V-14. **Comparaison avec l'expérience. Détermination directe de la charge du noyau.**

Il a été possible de constater expérimentalement que la charge électrique du noyau d'un élément de numéro atomique Z est bien Ze.

En 1920, Chadwick réussit à mesurer la charge du noyau des atomes de cuivre, d'argent et de platine.

Rutherford avait établi une formule donnant en fonction de θ la proportion dn/n de particules α diffusées par une feuille d'épaisseur donnée d'un élément Z dans un angle solide $2\pi \sin\theta\, d\theta$. Il supposait simplement une force de répulsion de Coulomb $2Z^2e^2/4\pi\varepsilon_0 r^2$ entre la charge $2e$ d'une particule α, ${}^4_2He^{++}$ et la charge Ze du noyau d'un atome de l'élément Z. Par une mesure absolue de dn et de n, Chadwick a obtenu les résultats suivants pour la charge des noyaux:

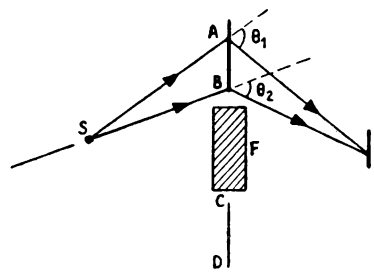


Fig. I-80

S source de rayons α
ABCD feuille mince du métal étudié découpée en forme d'anneau.
E écran au sulfure de zinc dont les scintillations indiquent l'impact des rayons α diffusés par la feuille ABCD.
F bloc de plomb empêchant les rayons α d'arriver directement en E.

élément	Cu	Ag	Pt
charge du noyau (à 1% près)	29,3	46,3	77,4
le numéro atomique de ces éléments est:	29	47	78

L'interprétation de la loi de Moseley donnée par Bohr qui attribue au noyau de l'élément de numéro atomique Z la charge Ze est ainsi confirmée par cette expérience directe.

V-15. **Interprétation de la périodicité des éléments par la constitution des couches électroniques de l'atome.**

Le tableau périodique qui figure page 112 est beaucoup plus complet que le tableau original de Mendéléev parce que le nombre d'éléments connu

aujourd'hui est de 103 au lieu de 64. Il a été établi en grande partie grâce aux propriétés chimiques des éléments, en premier lieu de leur valence. Les éléments électropositifs se trouvent essentiellement dans les colonnes I à IV, les éléments électronégatifs dans les colonnes VI et VII.

Par exemple dans la troisième période nous avons les combinaisons suivantes:

Colonne:	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
Elément	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	A
Chlorure	NaCl	$MgCl_2$	$AlCl_3$	$SiCl_4$	PCl_5			
Electro-valence positive	1	2	3	4	5			
Combinaison avec H				SiH_4	PH_3	SH_2	ClH	A
Electro-valence négative				4	3	2	1	0

Toutes les périodes ne comprennent pas le même nombre d'éléments, et les lanthanides (groupe des « terres rares ») et les actinides constituent des groupes ramassés en une seule colonne. Ceci peut paraître peu satisfaisant pour l'esprit et donner au tableau un caractère artificiel. Ces difficultés s'expliquent lorsque l'on considère la répartition des électrons sur les différentes couches.

La somme des valences électropositives et électronégatives maxima est toujours 8: règle de Abegg.

Les atomes sont constitués par un noyau portant une charge électrique Ze positive et dont la masse est presque égale à la masse de l'atome. Autour du noyau gravitent Z électrons, de charge totale $-Ze$, ils sont répartis par couches successives. La spectroscopie a donné des renseignements très précis sur cette répartition et en particulier indiqué combien d'électrons se trouvent sur chaque couche et même sur chaque sous-couche.

C'est la couche électronique périphérique qui détermine les propriétés chimiques des éléments et la plus grande partie de leur spectre optique. Ses électrons sont appelés électrons de valence. Dans le cas le plus simple, les atomes de deux éléments qui se combinent tendent à échanger des électrons de valence en réalisant des groupes de huit électrons, configuration stable comme la couche électronique périphérique des gaz rares (Ne, A...).

Par exemple pour revenir à la 3e période:

colonne:	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
élément	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	A
n nombre d'électrons sur la couche extérieure	1	2	3	4	5	6	7	8

Les chlorures ont sur leur couche extérieure:

Na Cl : 1 électron de Na + 7 électrons de Cl,
Mg Cl_2 : 2 électrons de Mg + 14 électrons de $Cl_2 = 16 = 2 \times 8$,
Al Cl_3 : 3 électrons de Al + 21 électrons de $Cl_3 = 24 = 3 \times 8$,
Si Cl_4 : 4 électrons de Si + 28 électrons de $Cl_4 = 32 = 4 \times 8$,
P Cl_5 : 5 électrons de P + 35 électrons de $Cl_5 = 40 = 5 \times 8$,

de même:

Si H_4 : 4 électrons de Si + 4 électrons de H_4 = 8 électrons,
P H_3 : 5 électrons de P + 3 électrons de H_3 = 8 électrons,
S H_2 : 6 électrons de S + 2 électrons de H_2 = 8 électrons,
Cl H : 7 électrons de Cl + 1 électron de H = 8 électrons.

Le passage de l'élément de numéro atomique Z au suivant, de numéro Z+1, se fait par addition d'un électron à son cortège électronique. En même temps la charge positive Ze du noyau augmente de e ce qui conserve la neutralité de l'atome.

Cette règle très simple ne dit pas comment se répartissent les électrons successifs. C'est la spectroscopie qui, en reliant la fréquence des raies à des différences de niveaux énergétiques, a permis à la mécanique quantique d'élucider cette question, comme nous le verrons plus loin.

Les différentes périodes contiennent les nombres suivants d'éléments:

2 8 8 18 18 32 32

soit:

$$2 \quad \underbrace{2\cdot 2^2 \quad 2\cdot 2^2} \quad \underbrace{2\cdot 3^2 \quad 2\cdot 3^2} \quad \underbrace{2\cdot 4^2 \quad 2\cdot 4^2}$$

La courbe représentant le potentiel d'ionisation V des éléments en fonction de leur numéro atomique Z montre bien la périodicité. Les gaz rares dont la couche extérieure est bien stable ont un potentiel d'ionisation particulièrement élevé. Les métaux alcalins qui les suivent ont un seul électron sur leur couche extérieure, électron qui s'arrache facilement comme le montrent à la page suivante les minima de la courbe (V, Z).

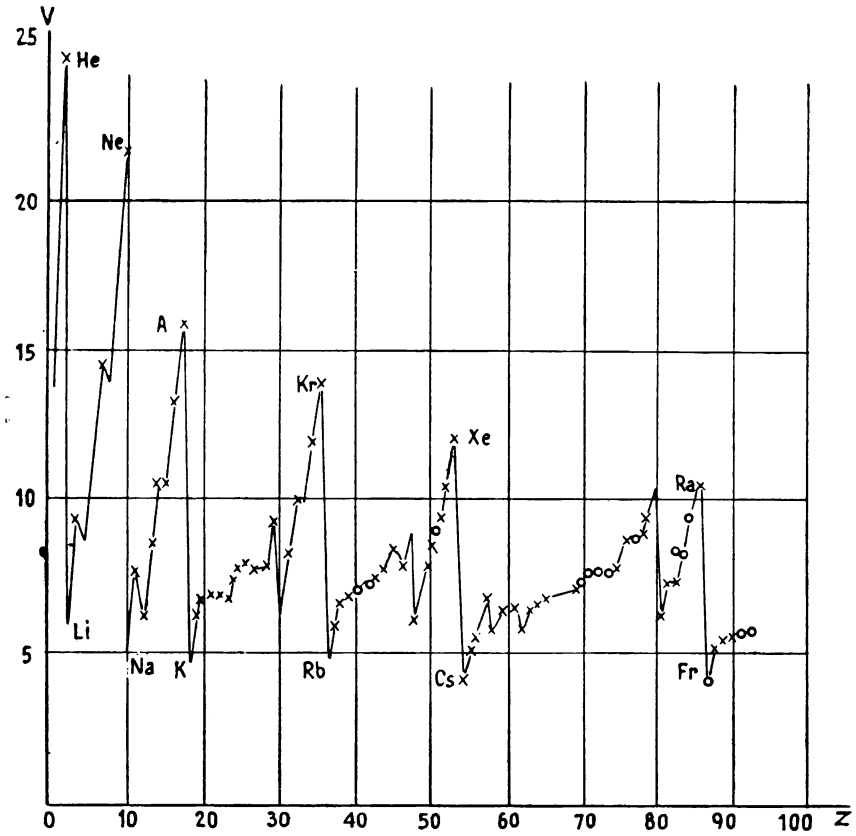


Fig. I-81

V-16. **Le spin de l'électron.**

Pour expliquer le dédoublement des raies du spectre des métaux alcalins, Uhlenbeck et Goudsmit proposèrent de supposer que l'électron tourne sur lui-même. De ce fait, il possède un moment de quantité de mouvement ou moment cinétique $\vec{s}^*$ dont la valeur est (1):

$$s^* = \sqrt{|s|\,(|s|+1)}\,\hbar,$$

le nombre s pouvant prendre seulement les valeurs $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ est appelé nombre quantique de spin.

(1) Analogie avec le moment angulaire de l'électron sur son orbite qui, dans l'ancienne théorie des quantas était $Ih/2\pi$, mais d'après la mécanique ondulatoire est $\sqrt{l.(l+1)}\hbar$.

La projection de $\vec{s}$*, spin de l'électron, sur une droite normale au plan de l'orbite ne peut être que $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$. Le vecteur $\vec{s}$ se couple au vecteur $\vec{l}$ représentant le moment cinétique de l'électron dans son mouvement autour du noyau, mais nous n'entrerons pas dans le détail qui est surtout intéressant pour la spectroscopie.

V-17. **Notations employées pour désigner les niveaux.**

Nous avons vu dans l'étude de la fonction Ψ au § V-9.2. de l'atome d'hydrogène qu'un électron est caractérisé par trois nombres quantiques:

		nombre quantique
n = 1, 2	∞	principal
l = 0, 1, 2	n − 1	azimutal
m = 0, ± 1, ± 2	$\pm l$	magnétique

Le nombre quantique principal n détermine à lui seul l'énergie. Le niveau n est dégénéré en n^2 sous-niveaux dont chacun correspond à une valeur distincte de l et m. Une perturbation extérieure, un champ magnétique par exemple, supprime la dégénérescence et remplace l'énergie unique E_n par des valeurs très voisines mais différentes, qui révèlent directement l'existence des sous-niveaux sous forme d'apparition de raies nouvelles dans le spectre (effet Zeeman).

On représente les états quantiques correspondant aux valeurs:

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5,$$

par les lettres:

$$s, p, d, f, g, h,$$

et on fait précéder, à gauche, chaque lettre d'un chiffre indiquant la valeur de n.

	l = 0 s	1 p	2 d	3 f
n = 1	1 s			
n = 2	2 s	2 p		
n = 3	3 s	3 p	3 d	
n = 4	4 s	4 p	4 d	4 f
n = 5	5 s	5 p	5 d	5 f

Les valeurs que peut prendre m sont:

$l = 0$ $\quad$ $m = 0$
$l = 1$ $\quad$ $m = -1, 0, +1$
$l = 2$ $\quad$ $m = -2, -1, 0, +1, +2$
$l = 3$ $\quad$ $m = -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3.$
etc...

Les niveaux $\begin{cases} s \text{ sont donc simples} \\ p \text{ ,, ,, triples} \\ d \text{ ,, ,, quintuples} \\ f \text{ ,, ,, septuples} \end{cases}$

Jusqu'ici nous n'avons pas considéré le spin. Comme à chacun des niveaux correspondent deux valeurs $\pm \frac{1}{2} \hbar$ du spin, il faut considérer qu'il y a:

2 possibilités pour un état s $(l = 0, m = 0)$: spin $\pm \hbar/2$

6 possibilités pour un état p $\begin{cases} m = -1, & \text{spin} \pm \hbar/2 \\ m = 0, & \text{spin} \pm \hbar/2 \\ m = +1, & \text{spin} \pm \hbar/2 \end{cases}$

10 possibilités pour un état d, etc...

14 possibilités pour un état f.

On voit donc qu'un niveau de nombre quantique principal n, qui serait, en ne tenant pas compte du spin, dégénéré en n^2 sous-niveaux différant entre eux par l ou m est en réalité dégénéré en $2n^2$ sous-niveaux si l'on tient compte du signe $\pm$ relatif au spin, signe que l'on interprète par deux orientations opposées du vecteur spin.

La mécanique ondulatoire montre, que le calcul fait pour l'atome d'hydrogène, reste valable pour les atomes à plusieurs électrons, à condition de faire certaines corrections. En particulier les nombres quantiques, n, l, m interviennent avec les mêmes conditions de quantification. Le nombre de niveaux quantiques pour une valeur donnée de n est $2n^2$ en tenant compte du spin. Ces $2n^2$ sous-niveaux se composent de 2 niveaux ns, 6 niveaux np, 10 niveaux nd, 14 niveaux nf.

Le nombre maximum total de sous-niveaux est donc:

$l =$		0	1	2	3	4
		s	p	d	f	g
n	1	2				
	2	2	6			
	3	2	6	10		
	4	2	6	10	14	
	5	2	6	10	14	18

V-18. **Principe d'exclusion de Pauli.**

Une question fondamentale se pose: dans un atome donné, combien d'électrons peuvent se trouver sur un sous-niveau donné, caractérisé par les nombres n, l, m, $s = \pm \frac{1}{2}$?

La réponse a été donnée par Pauli après examen de très nombreux résultats spectroscopiques:

Dans un atome donné, un *seul* électron peut avoir des nombres quantiques donnés: n, l, m, s.

Aux nombres n, l, m correspondent deux électrons, l'un a son spin donné par $s = +1/2$, l'autre par $s = -1/2$.

Le principe de Pauli permet donc de prévoir a priori le nombre maximum d'électrons que peut renfermer une couche électronique donnée. Ce nombre est égal au nombre $2n^2$ des états quantiques (ou sous-niveaux).

couche	K	L	M	N	O	P	Q
n =	1	2	3	4	5	6	7
$2n^2$ =	2	8	18	32	50	72	98
	existent effectivement				ces couches sont encore incomplètes quand Z = 103		

Le principe de Pauli a été étendu à d'autres particules que les électrons et à des systèmes plus étendus qu'un atome: une seule particule peut occuper un niveau défini par un ensemble de nombres quantiques (y compris le nombre de spin s si la particule en a un).

Nous donnons ci-après le tableau de la répartition des électrons en couches K, L, M, ... et sous-couches: 1*s*, 2*s*, 2*p*; 3*s*, 3*p*, 3*d* ... pour l'ensemble des éléments connus en 1962.

On pouvait se demander comment à partir de l'hydrogène les électrons successifs allaient se placer, s'ils allaient remplir d'abord chaque couche avant de passer à la suivante, ou s'il était possible qu'une couche commence à se former avant que la précédente soit complète? L'expérience montre que pendant les trois premières périodes, de l'hydrogène (Z = 1) à l'argon (Z = 18), les électrons complètent la couche K, puis la couche L et les sous-couches 3*s* et 3*p* de la couche M. A partir du potassium (Z = 19) un électron puis un autre apparaissent déjà dans la couche N bien que M continue à se peupler jusqu'à Z = 29.

Plus le numéro de la période s'élève, plus la formation des couches successives a tendance à se faire par apport simultané d'électrons sur plusieurs couches périphériques. Un exemple est celui des lanthanides ou terres rares: lorsque Z croît de 57 à 71, le nombre d'électrons de la couche P

Répartition des électrons entre les différentes couches

Pér.	Z	couche: K / s/couche: 1s	L 2s	L 2p	M 3s	M 3p	M 3d	N 4s	N 4p	N 4d	N 4f	O 5s	O 5p	O 5d	O 5f	P 6s	P 6p	P 6d	Q 7s
I	1	H	1																
	2	He	2																
II	3	Li	2	1															
	4	Be	2	2															
	5	B	2	2	1														
	6	C	2	2	2														
	7	N	2	2	3														
	8	O	2	2	4														
	9	F	2	2	5														
	10	Ne	2	2	6														
III	11	Na	2	2	6	1													
	12	Mg	2	2	6	2													
	13	Al	2	2	6	2	1												
	14	Si	2	2	6	2	2												
	15	P	2	2	6	2	3												
	16	S	2	2	6	2	4												
	17	Cl	2	2	6	2	5												
	18	A	2	2	6	2	6												
IV	19	K	2	2	6	2	6		1										
	20	Ca	2	2	6	2	6		2										
	21	Sc	2	2	6	2	6	1	2										
	22	Ti	2	2	6	2	6	2	2										
	23	V	2	2	6	2	6	3	2										
	24	Cr	2	2	6	2	6	5	1										
	25	Mn	2	2	6	2	6	5	2										
	26	Fe	2	2	6	2	6	6	2										
	27	Co	2	2	6	2	6	7	2										
	28	Ni	2	2	6	2	6	8	2										
	29	Cu	2	2	6	2	6	10	1										
	30	Zn	2	2	6	2	6	10	2										
	31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1									
	32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2									
	33	As	2	2	6	2	6	10	2	3									
	34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4									
	35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5									
	36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6									
V	37	Rb	2	2	6	2	6	10	2	6		1							
	38	Sr	2	2	6	2	6	10	2	6		2							
	39	Y	2	2	6	2	6	10	2	6	1	2							
	40	Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2	2							
	41	Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4	1							
	42	Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5	1							
	43	Tc	2	2	6	2	6	10	2	6	5	2							
	44	Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7	1							
	45	Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8	1							
	46	Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10								
	47	Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10	1							
	48	Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2							
	49	In	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	1						
	50	Sn	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2						

Répartition des électrons entre les différentes couches (suite)

Pér.	Z	couche: K	L		M			N				O				P			Q
		s/couche: 1*s*	2*s*	2*p*	3*s*	3*p*	3*d*	4*s*	4*p*	4*d*	4*f*	5*s*	5*p*	5*d*	5*f*	6*s*	6*p*	6*d*	7*s*
	51	Sb	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	3					
V	52	Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	4					
	53	I	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5					
	54	Xe	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6					
	55	Cs	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6		1			
	56	Ba	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6		2			
	57	La	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6	1	2			
	58	Ce	2	2	6	2	6	10	2	6	10	1	2	6	1	2			
	59	Pr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6	1	2			
	60	Nd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6		2			
	61	Pm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6		2			
	62	Sm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6		2			
	63	Eu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6		2			
	64	Gd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1	2			
	65	Tb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	8	2	6	1	2			
	66	Dy	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6	1	2			
	67	Ho	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6	1	2			
	68	Er	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6	1	2			
	69	Tm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6		2			
	70	Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6		2			
	71	Lu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2			
VI	72	Hf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2	2			
	73	Ta	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3	2			
	74	W	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4	2			
	75	Re	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	5	2			
	76	Os	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	6	2			
	77	Ir	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	7	2			
	78	Pt	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	9	1			
	79	Au	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	1			
	80	Hg	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2			
	81	Tl	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	1		
	82	Pb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	2		
	83	Bi	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	3		
	84	Po	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	4		
	85	At	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	5		
	86	Rn	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	6		
	87	Fr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	1
	88	Ra	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	2
	89	Ac	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	1	2
	90	Th	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	2	2
	91	Pa	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	2	6	1	2
	92	U	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3	2	6	1	2
	93	Np	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	4	2	6	1	2
	94	Pu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	5	2	6		2
	95	Am	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6	1	2
	96	Cm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6	1	2
VII	97	Bk	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	8	2	6	1	2
	98	Cf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	9	2	6	1	2
	99	E	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	10	2	6	1	2
	100	Fm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	11	2	6	1	2
	101	Mv	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	12	2	6	1	2
	102	No	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	13	2	6	1	2
	103	Lw	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	2	6	1	2

(sixième couche) reste égal à deux pendant que la couche N se complète de 18 à 32 électrons. Les propriétés chimiques de ces 14 éléments sont, par suite de l'identité de leur couche P, extrêmement voisines et leur séparation très difficile.

Un autre exemple, très important parce qu'il est à la base de l'explication moderne du ferromagnétisme, est celui du groupe Mn, Fe, Co, Ni. Ces métaux ont déjà deux électrons sur leur couche N (couche extérieure) alors que la couche M précédente est encore incomplète avec 13, 14, 15, 16 électrons. Il en résulte une dissymétrie de l'atome qui lui donne un moment magnétique. L'élément suivant, le cuivre, a sa couche M complète avec 18 électrons et n'est pas ferromagnétique.

Nous pouvons remarquer aussi qu'il n'y a encore aucun électron sur la dernière sous-couche 5 *g* de la couche O, bien qu'il y en ait déjà sur P et Q.

Aujourd'hui aucune lacune ne subsiste dans le tableau de Mendéléev. Au-delà du 103e élément figurent des cases vides correspondant, selon nos idées actuelles, à des éléments radioactifs dont la vie est de plus en plus brève à mesure que leur Z augmente.

Chaque période se termine avec une couche extérieure complète ou non, mais particulièrement stable, donnant à l'élément considéré une inactivité chimique remarquable: c'est un gaz rare.

Période qui finit:	1	2	3	4	5	6
Gaz:	He	Ne	A	Kr	Xe	Rn
Couche extérieure:	K	L	M	N	O	P
Nombre d'électrons sur cette couche:	2	8	8	8	8	8

Les ions à couche extérieure identique à celle des gaz rares sont eux aussi bien stables, par exemple Li^+ (de spectre comparable à He), O^{--}, F^- et Na^+ (de spectre comparable à Ne), Cl^- et K^+ (comparables à A), etc.

V-19. Notions sur les théories de la valence.

Au paragraphe V-15, nous avons déjà signalé mais d'une manière très simpliste que les électrons de la couche extérieure des atomes déterminaient les propriétés chimiques. La mécanique ondulatoire a complètement renouvelé cette question, en permettant de prévoir, quantitativement dans bien des cas, les forces en jeu entre les divers atomes.

V-19.1. Anciennes interprétations.

V-19.1.1. ***Liaison hétéropolaire ou électrovalence.*** — Avant l'apparition de la mécanique ondulatoire, une théorie ionique de la valence avait été donnée par Kossel en 1916. Elle admettait que seuls les électrons de la couche la plus extérieure des atomes sont responsables de la valence. Un

atome X ayant sur cette couche un ou deux électrons les perd facilement en devenant un ion X^+ ou X^{++} ... Un atome ayant une couche extérieure de 8 électrons particulièrement stable, ne réagit pas chimiquement; c'est un gaz rare.

Un atome dont cette couche comporte seulement 7 ou 6 électrons par exemple, tend à la compléter à 8 en prenant des électrons à d'autres atomes et donne un ion négatif.

D'une manière générale, un élément qui possède:

1 électron extérieur	présente	1 électrovalence positive,	ex.:	H, Na, K
2 électrons extérieurs	présente	2 électrovalences positives,	ex.:	Be, Mg, Ca
3 électrons extérieurs	présente	3 électrovalences positives,	ex.:	Al
5 électrons extérieurs	présente	3 électrovalences négatives,	ex.:	N,P
6 électrons extérieurs	présente	2 électrovalences négatives,	ex.:	O,S
7 électrons extérieurs	présente	1 électrovalence négative,	ex.:	F,Cl

Un élément qui a n électrons extérieurs ($n < 8$) peut les perdre (au plus n électrovalences positives) ou au contraire compléter à 8 sa couche extérieure (au plus $8 - n$ électrovalences négatives). La somme des valeurs maximas des valences positives et négatives est $n+8-n = 8$. C'est la règle d'Abegg.

Considérons par exemple un atome de sodium Na et un atome de chlore. L'atome de Na a un seul électron sur sa couche extérieure (couche M), l'atome de Cl a sept électrons sur sa couche extérieure. Il va donc y avoir tendance, si ces atomes sont mis en présence, à la formation de: Na^+ (perte d'un électron) et de Cl^- (capture de l'électron de Na).

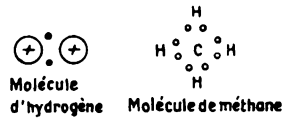
Cette théorie est d'accord avec beaucoup de faits, par exemple avec la structure ionique de certains cristaux, comme justement Na Cl. L'échange d'électrons peut être compliqué et mettre en jeu plus de deux atomes, $Al\,Cl_3$ est formé par Al^{+++} et 3 Cl^-, l'atome d'aluminium ayant cédé ses trois électrons extérieurs à trois atomes de chlore différents.

Bien que Kossel ait cherché à expliquer toutes les combinaisons chimiques par cet échange d'électrons entre atomes, les chimistes n'ont admis l'électrovalence que pour certaines molécules polaires, surtout minérales. On a appelé hétéropolaire ou ionique ce type de liaison. C'est ce type que l'on rencontre par exemple chez les acides, bases et sels de constitution simple.

V-19.1.2. ***Liaison homopolaire ou covalence.*** — La théorie ionique s'est heurtée très vite à des impossibilités. Comment expliquerait-elle par exem-

ple, l'existence des nombreuses molécules non polaires simples: H_2, O_2, Cl_2 et de la majorité des composés du carbone? Lewis a proposé d'attribuer les forces de liaison entre les atomes de ces molécules, non plus à l'attraction des ions formés par *échange* d'électrons, mais à des forces nouvelles résultant de la *mise en commun* de paires d'électrons. Ce type de valence est appelé covalence ou valence homopolaire.

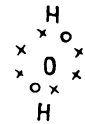
Par exemple:



les points représentent les électrons mis en commun entre les différents atomes. Deux électrons en commun correspondent au trait par lequel les chimistes indiquent une valence simple.

Pour Lewis ces électrons communs tendent à constituer des couches de 8 électrons (comme les gaz rares), ce qu'il appela un octet.

La molécule d'eau par exemple serait:



les x désignant les électrons ayant appartenu à l'atome O avant qu'il ait réagi avec deux atomes H pour donner la molécule H_2O.

La théorie de Lewis a rencontré de grands succès, en particulier en chimie organique:

éthylène $H_2C = CH_2$ acétylène $HC \equiv CH$

La liaison covalente est une liaison dirigée, les paires d'électrons mis en commun occupent dans l'espace des positions déterminées.

V-19.2. **Conceptions actuelles de la valence.**

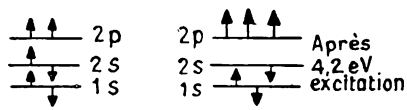
L'électrovalence n'explique pas toutes les combinaisons puisque nous venons de voir qu'il a fallu introduire la covalence pour expliquer l'existence de très nombreuses molécules. Même dans les cas où l'électrovalence satisfait les chimistes, l'accord des propriétés calculées avec leurs valeurs observées n'est pas quantitatif. Par exemple, pour KCl on connaît la distance de K^+ à Cl^-, qui est 3,1 Å. Ceci fait prévoir un moment électrique de 5.10^{-29} coulomb. m, tandis que la valeur mesurée ne dépasse guère

la moitié ($2{,}6 \cdot 10^{-29}$). Ceci s'explique facilement si l'on admet que l'électron extérieur de K n'est pas constamment sur la couche extérieure de Cl, mais que c'est seulement sa position la plus probable, cet électron pouvant se trouver entre les deux atomes K et Cl, voire même, avec une faible probabilité, sur la couche extérieure de K.

La mécanique ondulatoire a permis d'expliquer de nombreuses structures de molécules et la « chimie quantique » se développe très rapidement en raison de son intérêt industriel considérable. Une première théorie due à London groupe les électrons de la couche extérieure en paires ayant leurs deux spins antiparallèles. Un électron non apparié, célibataire, pourra coupler son spin avec celui d'un électron célibataire d'un autre atome pour constituer une paire à spins antiparallèles.

Cette paire correspond aux deux électrons mis en commun de la théorie de Lewis. Cette théorie explique beaucoup de propriétés chimiques mais il y a de nombreuses exceptions. C'est que les électrons passent facilement à un état excité avec changement de la direction de leur spin. C'est le cas du carbone et du bore.

Les électrons extérieurs de l'atome de carbone sont deux électrons $2s$ et deux électrons $2p$. Les spins de ces deux électrons $2p$ ne sont pas couplés et C devrait être divalent. Mais il suffit d'une énergie faible de 4,2 eV pour amener un des électrons $2s$ à l'état $2p$, il y a alors un électron $2s$ et trois électrons $2p$, tous les quatre célibataires, donc possibilité de réaliser quatre liaisons. D'où la valence 4, bien connue, du carbone:



Hund et Mulliken ont traité le problème en sens inverse de London: au lieu de partir des fonctions d'ondes des atomes, ils se donnent la structure de la molécule et cherchent quelles fonctions d'onde doivent être attribuées aux divers atomes constituants. Ils ont ainsi trouvé que Ψ (et aussi l'énergie) contient un terme polaire et un terme non polaire.

Actuellement on sait qu'une liaison homopolaire est possible si les deux électrons des deux atomes différents ont leurs spins antiparallèles et si leurs fonctions d'onde se recouvrent suffisamment. La liaison dirigée de la stéréochimie s'introduit très naturelle-

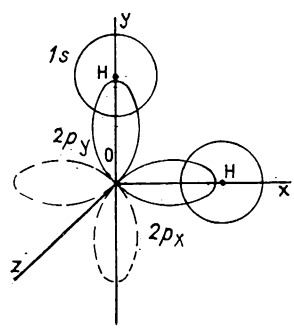


Fig. I-82

ment parce que seuls les électrons s ont une fonction d'onde à symétrie sphérique. Les électrons p ont une fonction d'onde à symétrie axiale.

Par exemple, dans l'état fondamental l'atome H a un électron $1s$, l'atome O possède sur sa couche L deux électrons $2s$ et quatre électrons $2p$. Deux de ceux-ci ont leurs fonctions d'onde couplées entre elles, chacun des deux autres 2 p_x et 2 p_y peut se coupler à un électron $1s$.

Ceci donne une molécule d'eau de forme coudée:

$$\begin{matrix} H \\ | \\ O-H \end{matrix} \quad \text{avec} \quad \widehat{HOH} = 90°,$$

en bon accord avec les mesures spectroscopiques de Mecke qui ont donné 105° et avec la présence d'un fort moment électrique.

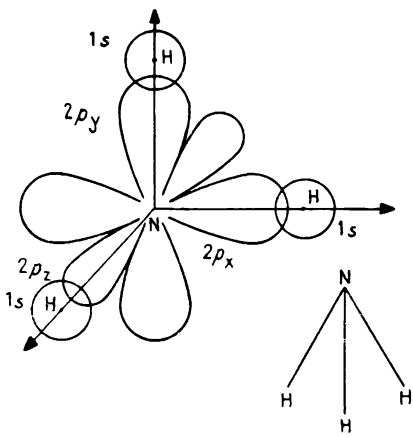


Fig. I-83

La molécule d'ammoniac d'après la mécanique ondulatoire est due au couplage des trois électrons p ($2p_x$, $2p_y$, $2p_z$) de l'atome N avec trois électrons $1s$ de trois atomes H.

La molécule N H_3 doit donc avoir une structure pyramidale, N étant au sommet.

La mécanique ondulatoire retrouve l'angle de 110° que font les 2 valences disponibles de C H_2 dans les longues molécules aliphatiques en zig-zag, elle retrouve l'angle de 120° des valences du carbone dans le noyau hexagonal du benzène.

Un électron de covalence a autant de probabilité d'être relié à l'un qu'à l'autre des deux voisins d'un atome donné de carbone. Par suite la double liaison doit être considérée comme mobile, les électrons de covalence étant facilement mobiles tout autour de l'anneau benzénique.

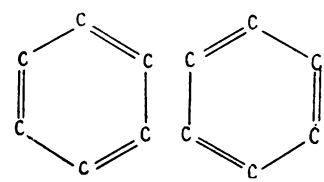


Fig. I-84

Ceci explique la susceptibilité diamagnétique élevée des molécules aromatiques. De même, la conductibilité électrique du graphite, élevée parallèlement aux plans réticulaires, faible normalement, est due à ce que dans ces plans les atomes de carbone sont groupés en hexagones.

V-20. Molécules de Van der Waals.

Les molécules des liquides ont tendance à s'associer en paires, voire en groupes plus nombreux. Cette tendance existe chez toutes les molécules et est représentée dans l'équation d'état de Van der Waals par le terme a/v^2 appelé « pression interne »:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

Comme la pression (page 36) ce terme a la dimension d'une énergie par unité de volume. a/v^2 est proportionnel à $1/(r^3)^2 = 1/r^6$ où r désigne la distance moyenne de deux molécules. Cherchons son interprétation.

Nous allons montrer que l'énergie mutuelle de deux molécules est proportionnelle à $1/r^6$. Distinguons trois cas:

a) Les deux molécules sont polaires et ont deux moments permanents μ_A et μ_B. La molécule A crée à la distance r un champ électrique:

$$E = \mu_A/4\pi\varepsilon_0 r^3;$$

l'énergie mutuelle de A et B est:

$$E \cdot \mu_B \quad \text{ou} \quad \frac{\mu_A \mu_B}{4\pi\varepsilon_0 r^3}. \qquad (1)$$

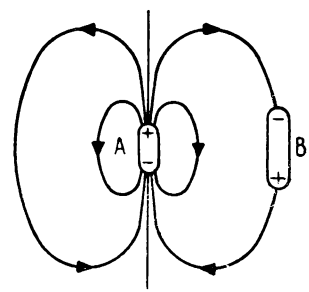


Fig. I-85

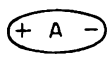
Ce dessin suppose la molécule B orientée parallèlement à A avec $\vec{\mu}_B$ antiparallèle à $\vec{\mu}_A$. Dans la réalité, par suite de l'agitation thermique, E ne donne qu'une faible orientation statistique de B et dans (1) il faut remplacer μ_B par une valeur moyenne bien plus petite égale à $\mu_A\mu^2_B/3k\,T\,r^3$.

Le résultat est que l'énergie mutuelle de A et B devient:

$$\frac{\mu_A^2 \cdot \mu_B^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{3kT} \cdot \frac{1}{r^6};$$

on voit apparaître le terme en $1/r^6$.

b) Une seule molécule est polaire: supposons que ce soit la molécule A. $\vec{\mu}_A$ crée encore le champ $\frac{\mu_A}{4\pi\varepsilon_0 r^3}$;



ce champ polarise la molécule B en lui donnant un moment électrique induit $m = \alpha\vec{E} = \frac{\alpha\mu_A}{4\pi\varepsilon_0 r^3}$.

L'énergie mutuelle est $mE = \alpha\left(\frac{\mu_A^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)\frac{1}{r^6}$.

c) Aucune molécule n'est polaire:

Les molécules n'ont plus de dipôle, mais contiennent cependant des charges électriques positives et négatives. Les centres de gravité des charges des deux signes ne coïncident qu'en moyenne, et au cours du temps le moment électrique d'une molécule n'est nul qu'en moyenne. Il en résulte qu'on peut considérer à chaque instant le cas *c*) comme identique au cas *a*). On trouve une énergie mutuelle très faible encore proportionnelle à $1/r^6$.

CHAPITRE VI

LES ISOTOPES

VI-1. Les isotopes.

Le tableau des masses atomiques montre que si beaucoup d'entre elles sont voisines d'un nombre entier, celles de H, He, C, N, A, d'autres sont certainement fractionnaires, comme par exemple: celles du néon Ne = 20,183, du chlore Cl = 35,467.

L'étude des éléments par la méthode des paraboles de Thomson et par le spectrographe de masse a complètement éclairé cette question. L'immense majorité des éléments ne donne pas une seule parabole ou une seule raie, mais plusieurs. Leurs atomes ne sont donc pas tous identiques. Un élément de numéro atomique Z est un mélange de plusieurs sortes d'atomes: leurs noyaux ont même charge électrique Ze, sont accompagnés du même nombre, Z, d'électrons, mais leurs masses diffèrent.

C'est ainsi qu'Aston a découvert qu'il y avait deux néons de même Z, égal à 10, mais de masses atomiques très voisines de 20 et de 22. On les représente par ${}^{20}_{10}\mathrm{Ne}$ et ${}^{22}_{10}\mathrm{Ne}$ (en France, certains auteurs anglais et allemands) ou ${}_{10}\mathrm{Ne}^{20}$, ${}_{10}\mathrm{Ne}^{22}$ (en Amérique, et d'autres auteurs allemands). Depuis on a découvert un troisième néon ${}^{21}_{10}\mathrm{Ne}$. L'abondance relative de ces trois sortes de néon est:

90,92% pour ${}^{20}\mathrm{Ne}$,
0,257% pour ${}^{21}\mathrm{Ne}$,
9,823% pour ${}^{22}\mathrm{Ne}$.

On dit que le néon a trois isotopes. Ces isotopes figurent dans la même case du tableau périodique, case réservée à l'élément de numéro Z = 10, élément ayant un noyau de charge + 10e entouré de 10 électrons.

De même, on a découvert que l'oxygène a trois isotopes stables: ${}^{16}_{8}\mathrm{O}$, ${}^{17}_{8}\mathrm{O}$, ${}^{18}_{8}\mathrm{O}$, le chlore deux: ${}^{35}_{17}\mathrm{Cl}$, ${}^{37}_{17}\mathrm{Cl}$, le mercure sept: ${}^{196}_{80}\mathrm{Hg}$, ${}^{198}_{80}\mathrm{Hg}$, ${}^{199}_{80}\mathrm{Hg}$, ${}^{200}_{80}\mathrm{Hg}$, ${}^{201}_{80}\mathrm{Hg}$, ${}^{202}_{80}\mathrm{Hg}$, ${}^{204}_{80}\mathrm{Hg}$.

Les physiciens atomistes ont convenu de mesurer les masses des atomes de tous les isotopes en prenant comme unité 1/16 de la masse de l'atome de l'isotope $^{16}_{8}O$, auquel ils attribuent par définition 16 g comme valeur de l'atome-gramme. La masse de l'atome $^{16}_{8}O$ est donc $16\,g/6{,}0247 \cdot 10^{23}$, et l'*unité de masse atomique*, seize fois plus faible, est $1\,g/6{,}0247 \cdot 10^{23}$, soit $1{,}66 \cdot 10^{-27}$ kg.

On appelle nombre de masse A, l'entier le plus voisin de la masse atomique évaluée avec l'unité précédente.

Les chimistes ont continué de déterminer les atomes-grammes des corps naturels (dont ils ne séparent pas les isotopes) par rapport à 16 grammes d'oxygène naturel, mélange des trois isotopes $^{16}_{8}O$, $^{17}_{8}O$, $^{18}_{8}O$. Les valeurs des masses dans l'échelle des chimistes sont inférieures de 0,018% à celles de l'échelle des physiciens. Nous utiliserons uniquement l'échelle de masse des physiciens.

Nous verrons plus loin que l'homme a pu préparer pour presque tous les éléments des isotopes radioactifs qui généralement n'existent pas dans la nature. On connaît aujourd'hui plus de 700 isotopes, stables ou non, des 103 éléments.

VI-1.1. **Séparation des isotopes.**

De nombreux procédés ont été employés avec plus ou moins de succès.

Séparation électromagnétique.

C'est au spectrographe de masse que l'on a séparé pour la première fois des isotopes (p. 149), mais les quantités séparées sont très faibles. Les mêmes principes ont cependant été appliqués à grande échelle pendant la guerre par Lawrence qui sépara en 1941 ^{235}U de ^{238}U au moyen du calutron (p. 70), pour préparer la première bombe atomique.

Des appareils ressemblant au spectromètre de Nier permettent une bonne séparation d'isotopes (Planche I). Par exemple à Orsay, un séparateur électromagnétique d'isotopes a un pouvoir de résolution de 150. Son courant ionique atteint 20 mA. Cet appareil peut en 24 heures donner plus de 0,1 g d'un élément de masse atomique voisine de 100.

Distillation fractionnée.

La courbe de tension de vapeur saturante ($p = f(T^{\circ}_{K})$) n'est pas identique pour deux isotopes du même élément. Ainsi en 1936 Van Dijk réussit à Leyde une séparation partielle de ^{20}Ne et ^{22}Ne en distillant du néon liquide sur une colonne à plateaux multiples. On projette d'employer la même méthode pour obtenir du deutérium par distillation d'un mélange de D_2S et H_2S obtenu à partir du gaz de Lacq.

Electrolyse.

Des électrolyses répétées ont permis de concentrer l'eau lourde présente en très faible quantité dans l'eau naturelle (p. 489, 490). La même méthode a permis de séparer les isotopes du nickel.

Diffusion gazeuse à travers une paroi poreuse.

La vitesse de diffusion d'un gaz à travers une paroi poreuse est proportionnelle à la racine carrée de sa masse moléculaire. Dans les diffusions à travers des parois successives le composé de l'isotope le plus léger se concentre en tête. C'est le procédé le plus employé pour la séparation industrielle de $^{235}UF_6$ et $^{238}UF_6$ (p. 470). Il sera utilisé à l'usine de séparation isotopique de Pierrelatte.

Centrifugation.

Le facteur d'enrichissement (concentration de l'isotope après enrichissement, concentration de l'isotope avant enrichissement) dépend de la différence des masses et non des racines carrées comme pour la diffusion. La centrifugation a été employée en Allemagne (p. 472) en phase gazeuse à séparer $^{235}UF_6$ et $^{238}F_6$ et l'aurait été en phase liquide en 1960.

VI-2. L'hypothèse de Prout.

En 1815, peu après que Dalton eut énoncé sa loi des proportions multiples, le chimiste anglais Prout émit l'hypothèse que tous les atomes étaient formés par « condensation » d'atomes d'hydrogène. A cette époque, en effet, les atomes-grammes connus paraissaient être des nombres entiers. Plus tard, la précision ayant augmenté, on vit que certains atomes-grammes s'écartaient nettement de nombres entiers (néon 20,183 g, magnésium 24,32, chlore 35,357, etc.). On rejeta donc l'hypothèse de Prout. Or, après avoir découvert que les éléments étaient en réalité des mélanges d'isotopes, on a vérifié si la masse atomique d'un isotope donné était multiple de celle de l'hydrogène conformément à l'hypothèse de Prout.

VI-2.1. Comparaison des masses atomiques mesurées et de $^{1}_{1}H$.

En première approximation, l'atome d'hydrogène a bien une masse égale à 1/16 de celle de l'atome de $^{16}_{8}O$:

atome de $^{16}_{8}O$: 16,000 unités de masse atomique (par définition de l'unité choisie),

atome de $^{1}_{1}H$: 1,008144 et non 1,00000 suivant l'hypothèse de Prout;

il y a un écart de 8 millièmes, donc faible mais certain, avec 1 qui est son nombre de masse.

De même l'atome de $^{4}_{2}He$ pèse 4,003874 unités de masse atomique, soit un écart de 1 millième avec son nombre de masse qui est 4. Si nous examinons les éléments situés au-delà de l'oxygène, leurs masses atomiques sont très voisines de nombres entiers, ce sont par exemple les 4 isotopes du plomb:

	masse de l'atome	nombre de masse
$^{204}_{82}Pb$	204,04081	204
$^{206}_{82}Pb$	206,04519	206
$^{207}_{82}Pb$	207,04725	207
$^{208}_{82}Pb$	208,04757	208

L'écart entre ces masses mesurées avec précision et le nombre de masse A reste très faible dans tous les cas. Il est donc justifié de porter le nombre A à côté du symbole de l'élément pour distinguer les divers isotopes. Cependant, cet écart ne peut être expliqué par des erreurs de mesure.

VI-2.2. **Difficultés concernant la charge du noyau.**

Si l'hypothèse de Prout était exacte sous sa forme initiale, l'union de 4 atomes d'hydrogène $^{1}_{1}H$ devrait donner un atome d'hélium qui aurait une masse 4 fois plus grande. Ceci est presque exact, mais 4 fois (1 proton + 1 électron) donnerait à l'atome d'hélium un noyau de charge + 4*e* entouré de 4 électrons, ce qui est faux, car la spectroscopie montre sans erreur possible que le cortège électronique de l'atome He n'a que 2 électrons et non pas 4.

L'atome d'oxygène aurait 16 électrons dans son cortège, alors qu'il n'en a que 8. D'une manière générale, si les divers atomes étaient formés d'atomes d'hydrogène $^{1}_{1}H$ dont le noyau possèderait la masse unité et la charge unité *e*, un atome dont le nombre de masse est A serait formé de A atomes d'hydrogène donc devrait avoir un noyau de charge A*e* tandis qu'en réalité cette charge est *Ze*, Z étant de l'ordre de A/2.

VI-2.3. **Ancienne hypothèse sur la constitution du noyau.**

Pour lever cette difficulté on avait proposé un modèle d'atome ainsi constitué pour un atome de nombre de masse A et de numéro Z:

$$\begin{cases} \text{noyau:} & (A-Z) \text{ électrons} + A \text{ protons}, \\ \text{cortège électronique:} & Z \text{ électrons}, \\ \text{total:} & A \text{ électrons} + A \text{ protons} = A \text{ atomes } {}^{1}_{1}\text{H}. \end{cases}$$

Ce modèle donne bien un atome neutre (charge du cortège électronique opposée à celle du noyau), de masse égale à A fois celle de l'atome d'hydrogéne, et de numéro atomique Z (cortège de Z électrons).

Cette constitution hypothétique rendait plausible la radioactivité β, les rayons β étant supposés provenir des A—Z électrons du noyau. Cependant, elle s'est heurtée à plusieurs obstacles:

1° Le rayon classique (1) d'un électron est $2{,}8 \cdot 10^{-15}$ m du même ordre qu'un rayon de noyau ($1{,}42 \cdot 10^{-15}$m pour le noyau de l'hydrogène, $9{,}5 \cdot 10^{-15}$m pour celui de l'uranium). Le noyau eut été trop petit pour y enfermer les A—Z électrons et A protons donc 2A—Z particules.

2° L'image de l'électron petite sphère électrisée est naïve, mais la mécanique ondulatoire ne permet pas non plus la présence d'électrons dans le noyau.

Admettons qu'un électron soit dans un noyau, et y circule avec une vitesse v. Il est accompagné d'une onde de de Broglie de longueur d'onde:

$$\lambda = h/mv. \tag{1}$$

Nous allons chercher à déterminer λ. Il faut connaître m et v, or suivant la théorie de la relativité, l'énergie cinétique est:

$$W = (m - m_0)\,c^2 \tag{2}$$

$$\begin{cases} m_0 \text{ désignant sa masse au repos} \\ m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \text{ sa masse en mouvement.} \end{cases} \tag{3}$$

(1) donne $v = h/m\lambda$ que l'on porte dans (3) d'où l'on tire:

$$m = \sqrt{m_0^2 + h^2/\lambda^2 c^2}$$

que l'on porte dans (2), ce qui donne en électrons-volts:

$$W = \frac{m - m_0}{e}\,c^2 = \frac{m_0 c^2}{e}\left[\frac{h}{\lambda m_0 c}\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda m_0 c}{h}\right)^2} - 1\right] \# \frac{hc}{e\lambda}.$$

(1) Admettons que la charge e d'un électron au repos soit répartie sur une sphère de rayon r_0. La capacité d'une telle sphère est $4\pi\varepsilon_0 r_0$ en unités M.K.S. Giorgi avec $\varepsilon_0 = 1/4\pi \cdot 10^{-7} c^2$, l'énergie électrostatique $\frac{1}{2} Q^2/C$, est ici (1/2) $e^2/4\pi\varepsilon_0 r_0$.

On attribue de plus à l'électron une énergie de cohésion qui s'oppose à la précédente pour éviter la dispersion de la charge. Son énergie totale est alors $e^2/4\pi\varepsilon_0 r_0$.

Egalons-la à $m_0 c^2$:

$$m_0 c^2 = e^2/4\pi\varepsilon_0 r_0.$$

Ceci donne:

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{1{,}62 \cdot 10^{-38} \cdot 10^{-7}}{0{,}9 \cdot 10^{-30}} = 2{,}8 \cdot 10^{-15}\text{ m}.$$

La valeur de r_0 calculée au moyen de l'énergie rayonnée par un électron en mouvement est les 2/3 de la valeur précédente.

La longueur d'onde λ est au plus égale à $2\pi r_0$ pour un noyau de rayon r_0 dans lequel l'électron décrirait une circonférence de rayon r_0. Donc on devrait avoir:

$$W \geqslant \frac{hc}{2\pi e r_0}.$$

Ceci imposerait pour un noyau de rayon 10^{-15}m: $W \geqslant 196$ MeV

pour un noyau de rayon $7 \cdot 10^{-15}$m: $W \geqslant 27$ MeV.

Or l'énergie des rayons β sortant d'un noyau radioactif, de l'ordre de 0,5 à 1 MeV, est très inférieure à ces valeurs.

3° Un argument très concluant contre la présence d'électrons dans un noyau est le suivant:

Le noyau de l'atome d'azote $^{14}_{7}N$ possède un moment cinétique égal à 1. Or l'électron et le proton ont chacun un moment cinétique égal à 1/2. Ce noyau devrait contenir 14 protons pour rendre compte de la masse 14 et aussi 7 électrons pour ramener la charge à la valeur $7e$ puisque c'est l'élément de numéro $Z = 7$. Il y aurait donc $14+7 = 21$ particules, donc un nombre impair, et le moment cinétique devrait être un nombre impair de fois 1/2, donc ne pourrait être égal à 1.

On avait aussi proposé d'admettre que des atomes d'hélium contribuent avec ceux d'hydrogène à former les atomes plus lourds. Cette constitution des noyaux n'est plus admise, mais cependant il est probable qu'à l'intérieur les nucléons peuvent se grouper en particules α (noyau d'hélium).

VI-3. Le neutron.

Les hypothèses précédentes sont maintenant écartées grâce à la découverte d'une particule élémentaire, le neutron, qui a beaucoup simplifié nos idées sur la composition du noyau.

En 1930, Bothe constata qu'en bombardant du glucinium par des rayons alpha il se produisait un rayonnement très pénétrant, décelé par l'ionisation produite. M. et Mme Joliot-Curie trouvèrent que cette ionisation était renforcée en plaçant une feuille de paraffine devant la chambre d'ionisation. Des protons très rapides sortaient de la paraffine.

Chadwick interpréta ces résultats par l'existence d'une particule neutre de masse voisine de celle du proton. La réaction nucléaire suivante se produit au bombardement par les particules α:

$$^{9}_{4}Be + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{13}_{6}C \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{1}_{0}n$$

glucinium + rayon alpha → carbone radioactif instable → carbone stable + neutron

Les neutrons chassent ensuite les protons des atomes ${}_1^1H$ des molécules $C_n H_{2n+2}$ de paraffine.

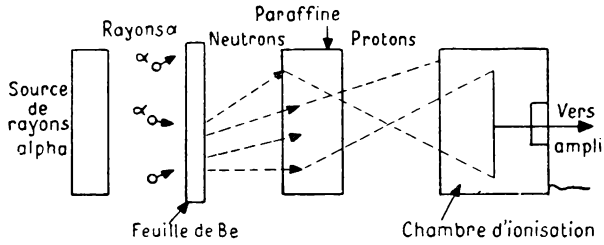


Fig. I-86

Des mesures à la chambre de Wilson montrèrent la justesse de cette interprétation:

On sait aujourd'hui que la masse du neutron est:

$${}_0^1n = 1{,}008987 \pm 0{,}000007 \text{ u.m.a.} \quad \text{ou} \quad 1{,}6747 \cdot 10^{-27} \text{ kg},$$

un peu supérieure à celle du proton:

$${}_1^1H^+ = 1{,}007597 \pm 0{,}000003 \text{ u.m.a.} \quad \text{ou} \quad 1{,}67723 \cdot 10^{-27} \text{ kg}.$$

On peut aussi évaluer ces masses en prenant celle de l'électron comme unité:

$$\text{masse neutron/masse électron} = 1838{,}5,$$
$$\text{masse proton/masse électron} = 1836{,}0.$$

VI-4. Les constituants du noyau.

L'hypothèse qu'un noyau de nombre de masse A serait formé de Z électrons positifs (de masse négligeable devant celle des neutrons) et de A neutrons est à rejeter, car ici encore il n'y aurait pas assez de place dans le noyau pour les électrons positifs.

Aujourd'hui on admet que tous les noyaux ne contiennent que des protons et des neutrons à l'exclusion d'électrons.

Un noyau dont le nombre de masse atomique est A contient Z protons et A–Z neutrons.

Par exemple: ${}_1^1H$, $A = 1$, a un noyau composé de 1 proton: $Z = 1$,
0 neutron: $A - Z = 0$;

le deutérium: ${}_1^2H$, $A = 2$, a un noyau contenant 1 proton: $Z = 1$,
et 1 neutron: $A - Z = 1$;

l'hélium: ${}_2^4He$, $A = 4$, a un noyau contenant 2 protons: $Z = 2$,
et 2 neutrons: $A - Z = 2$.

Les isotopes d'un même élément ont tous dans leur noyau même nombre de protons mais diffèrent par le nombre de neutrons.

Par exemple sur 1 000 000 atomes d'oxygène naturel, on rencontre

997 590 atomes de.... $^{16}_{8}O$ dont le noyau contient 8 protons et 8 neutrons,

374 atomes de.... $^{17}_{8}O$ dont le noyau contient 8 protons et 9 neutrons,

2 036 atomes de.... $^{18}_{8}O$ dont le noyau contient 8 protons et 10 neutrons.

Il existe encore deux autres isotopes de l'oxygène créés artificiellement:

$^{15}_{8}O$ dont le noyau contient 8 protons et 7 neutrons,

$^{19}_{8}O$ dont le noyau contient 8 protons et 11 neutrons.

Ces deux derniers isotopes sont radioactifs, le premier émettant des électrons positifs ou positons (radioactivité β^+), le second émettant des électrons (radioactivité β^-).

D'une manière générale, mais non absolue, un nombre de neutrons trop petit donne un noyau instable, à radioactivité β^+, un nombre trop élevé donne un noyau instable à radioactivité β^-.

Dans un noyau léger le nombre Z des protons et celui A-Z des neutrons sont voisins, mais quand le numéro atomique Z croît, la proportion des neutrons croît:

Elément:	O	Ti	Br	Ba	Hg	U	Mv
Nombre de protons:	$Z = 8$	22	35	56	80	92	101
Nombre de neutrons:	$A-Z = 8$	24	44	74	116	146	155

VI-5. **Nucléon.**

On appelle nucléon une particule constitutive du noyau, que ce soit un proton ou un neutron. Un noyau de nombre de masse A contient Z protons et (A-Z) neutrons donc Z+A−Z, soit A nucléons.

La notation employée pour représenter les éléments $^{A}_{Z}X$ (par exemple $^{16}_{8}O$) nous indique donc en haut le nombre total A de nucléons, en bas le nombre Z de protons du noyau (1). Le nombre des neutrons s'en déduit par soustraction:

Exemple: l'uranium $^{235}_{92}U$

a un noyau qui contient 235 nucléons

dont 92 protons

et $235-92 = 143$ neutrons.

Le nombre de masse A a donc une signification physique très importante et simple: il est égal au nombre des nucléons.

On dit que les nombres A et Z définissent un *nuclide*.

(1) Aux Etats-Unis et dans d'autres pays, on écrit $_{Z}X^{A}$, par exemple $_{92}U^{235}$.

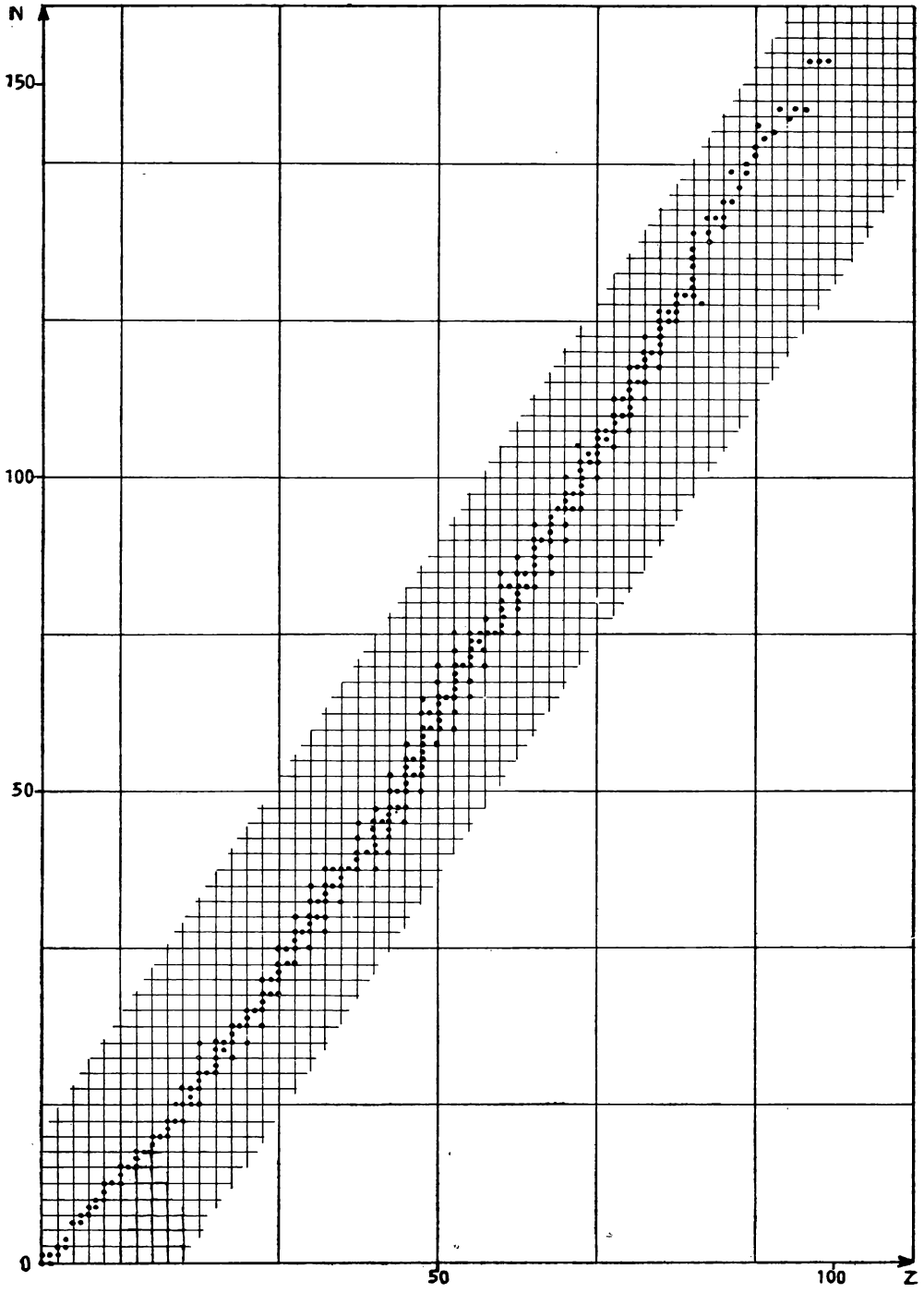


Fig. I-87

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
0	n	1	1	-	1,008984	-
1	H	1	0	99,986	1,008144	1,0080
	(D)	2	1	0,014	2,014738	
2	He	3	1	$1{,}3.10^{-4}$	3,016981	4,003
		4	2	100	4,003874	
3	Li	6	3	7,30	6,01703	6,940
		7	4	92,70	7,01822	
4	Be	9	5	100	9,01504	9,013
5	B	10	5	18,83	10,01611	
		11	6	81,17	11,01280	10,82
6	C	12	6	98,892	12,00383	12,010
		13	7	1,108	13,00749	
7	N	14	7	99,635	14,00753	14,008
		15	8	0,365	15,00488	
8	O	16	8	99,759	16,00000	
		17	9	0,0374	17,00453	16,0000
		18	10	0,2036	18,00487	
9	F	19	10	100	19,00444	19,00
10	Ne	20	10	90,92	19,99877	
		21	11	0,257	21,00049	20,183
		22	12	9,823	21,99835	
11	Na	23	12	100	22,99705	22,997
12	Mg	24	12	78,98	23,99264	
		25	13	10,05	24,99374	24,32
		26	14	10,97	25,99081	
13	Al	27	14	100	26,99010	26,98
14	Si	28	14	92,18	27,98580	
		29	15	4,71	28,98570	28,09
		30	16	3,12	29,98327	
15	P	31	16	100	30,98359	30,975
16	S	32	16	95,018	31,98223	
		33	17	0,750	32,98193	32,06
		34	18	44,215	33,97867	
		36	20	0,017	35,978	
17	Cl	35	18	75,40	34,98006	
		37	20	24,60	36,97767	35,457
18	A	36	18	0,337	35,97900	
		38	20	0,063	37,97491	39,944
		40	22	99,600	39,97515	
19	K	39	20	93,0800	38,97604	
		40	21	0,0119	39,97674	39,100
		41	22	6,9081	40,97490	

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs (suite)

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
20	Ca	40	20	96,92	39,97545	
		42	22	0,64	41,97216	
		43	23	0,129	42,97251	40,08
		44	24	2,13	43,96924	
		46	26	0,003		
		48	28	0,178	47,96778	
21	Sc	45	24	100	44,97010	44,96
22	Ti	46	24	7,95	45,96697	
		47	25	7,75	46,96668	
		48	26	73,45	47,96317	47,90
		49	27	5,51	48,96358	
		50	28	5,34	49,96077	
23	V	50	27	0,23	49,9635	50,95
		51	28	99,77	50,96052	
24	Cr	50	26	4,31	49,96210	
		52	28	83,76	51,95707	52,01
		53	29	9,55	56,95772	
		54	30	2,38	53,9563	
25	Mn	55	30	100	54,95581	54,93
26	Fe	54	28	5,81	53,95704	
		56	30	91,64	55,95272	55,85
		57	31	2,31	56,95359	
		58	32	0,34	57,9520	
27	Co	59	32	100	58,9513	58,94
28	Ni	58	30	67,77	57,95345	
		60	32	26,16	59,9490	
		61	33	1,25	60,9491	
		62	34	3,66	61,9468	
		64	36	1,16	63,94755	
29	Cu	63	34	68,94	62,94926	63,54
		65	36	31,06	64,94835	
30	Zn	64	34	48,89	63,94955	
		66	36	27,81	65,94722	
		67	37	4,07	66,94815	65,38
		68	38	18,61	67,94686	
		70	40	0,62	69,94779	
31	Ga	69	38	60,16	68,94778	69,72
		71	40	39,84	70,94752	
32	Ge	70	38	20,52	69,94637	
		72	40	27,43	71,94462	
		73	41	7,76	72,94669	72,60
		74	42	36,54	73,94466	
		76	44	7,76	75,94559	
33	As	75	42	100	74,94570	74,91

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs (suite)

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
34	Se	74	40	0,87	73,94620	
		76	42	9,02	75,94357	
		77	43	7,58	76,94459	78,96
		78	44	23,52	77,94232	
		80	46	49,82	79,94205	
		82	48	9,19	81,94285	
35	Br	79	44	50,53	78,94365	
		81	46	49,47	80,94232	79,916
36	Kr	78	42	0,354	77,94513	
		80	44	2,266	79,94194	
		82	46	11,56	81,93967	83,80
		83	47	11,55	82,94059	
		84	48	56,90	83,93836	
		86	50	17,37	85,93828	
37	Rb	85	48	72,20	84,93920	
		87	50	27,80	86,93709	85,48
38	Sr	84	46	0,55	83,94011	
		86	48	9,75	85,93684	87,63
		87	49	6,96	86,93677	
		88	50	82,74	87,93408	
39	Y	89	50	100	88,93421	88,92
40	Zr	90	50	51,46	89,93311	
		91	51	11,23		
		92	52	17,11		
		94	54	17,40		91,22
		96	56	2,80		
41	Nb	93	52	100	92,93540	92,91
42	Mo	92	50	15,84		
		94	52	9,04	93,934	
		95	53	15,72	94,946	
		96	54	16,53	95,944	95,95
		97	55	9,46	96,945	
		98	56	23,78	97,9361	
		100	58	9,63	99,945	
43	<Tc>	99	56			
44	Ru	96	52	5,68	95,945	
		98	54	2,22	97,943	
		99	55	12,81	98,944	
		100	56	12,70	99,942	101,7
		101	57	16,98	100,946	
		102	58	31,34	101,941	
		104	60	18,27		
45	Rh	103	58	100	102,941	102,91
46	Pd	102	56	0,80	101,9375	
		104	58	9,30	103,9366	
		105	59	22,60	104,9384	106,7
		106	60	27,10	105,9368	
		108	62	26,70	107,9380	
		110	64	13,50	109,9396	

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs (suite)

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
47	Ag	107	60	51,92	106,9387	107,880
		109	62	48,08	108,9394	
48	Cd	106	58	1,215	105,9398	
		108	60	0,875	107,9386	
		110	62	12,39	109,9386	
		111	63	12,75	110,9398	112,41
		112	64	24,07	111,9388	
		113	65	12,26	112,9406	
		114	66	28,86	114,9400	
		116	68	7,78	115,9420	
49	In	113	64	4,23	112,9404	114,76
		115	66	95,77	114,9404	
50	Sn	112	62	0,94	111,9407	
		114	64	0,65	113,9394	
		115	65	0,33	114,9401	
		116	66	14,36	115,9393	
		117	67	7,51	116,9405	118,70
		118	68	24,21	117,9398	
		119	69	8,45	118,9412	
		120	70	33,11	119,9406	
		122	72	4,61	121,9425	
		124	74	5,83	123,9449	
51	Sb	121	70	57,25	120,9426	121,76
		123	72	42,75	122,9430	
52	Te	120	68	0,09		
		122	70	2,43	121,9422	
		123	71	0,85	122,9439	
		124	72	4,59	123,9428	
		125	73	6,98	124,9450	127,61
		126	74	18,70	125,9444	
		128	76	31,85	127,9465	
		130	78	34,51	129,9495	
53	I	127	74	100	126,9453	126,91
54	Xe	124	70	0,096	123,9458	
		126	72	0,020 (90)	125,9448	
		128	74	1,919	127,9445	
		129	75	26,44	128,9460	
		130	76	4,075	129,9450	131,3
		131	77	21,18	130,9467	
		132	78	26,89	131,9462	
		134	80	10,44	133,9480	
		136	82	8,87	135,9505	
55	Cs	133	78	100	132,933	132,91
56	Ba	130	74	0,102		
		132	76	0,098		
		134	78	2,42		137,36
		135	79	6,59		
		136	80	7,81	135,949	
		137	81	11,32	136,950	
		138	82	71,66	137,950	

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs (suite)

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
57	La	138	81	0,89		138,92
		139	82	99,911	138,953	
58	Ce	136	78	0,19		
		138	80	0,25		140,13
		140	82	88,49	139,949	
		142	84	11,07	141,954	
59	Pr	141	82	100	140,951	140,92
60	Nd	142	82	26,80		
		143	83	12,12		
		144	84	23,91	143,956	
		145	85	8,35	144,962	144,27
		146	86	17,35	145,962	
		148	88	5,78	147,962	
		150	90	5,69	149,969	
61	<Pm>	149	88			
62	Sm	144	82	2,95		150,43
		147	85	14,62		
		148	86	10,97		
		149	87	13,56		150,43
		150	88	7,27		
		152	90	27,34		
		154	92	23,29		
63	Eu	151	88	47,77		152,0
		153	90	52,23		
64	Gd	152	88	0,2		
		154	90	22,16	153,971	
		155	91	14,68	154,971	
		156	92	20,36	155,972	156,9
		157	92	15,64	156,973	
		158	94	24,95	157,973	
		160	96	22,01	159,974	
65	Tb	159	94	100		159,2
66	Dy	156	90	0,0525		
		158	92	0,0905		
		160	94	2,297		
		161	95	18,88		162,46
		162	96	25,53		
		163	97	24,97		
		164	98	28,18		
67	Ho	165	98	100		164,94
68	Er	162	94	0,154		
		164	96	1,606		
		166	98	33,36		167,2
		167	99	22,82		
		168	100	27,02		
		170	102	15,04		
69	Tm	169	100	100		169,4

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs (suite)

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
70	Yb	168	98	0,13		
		170	100	3,03		
		171	101	14,27		
		172	102	21,77		173,04
		173	103	17,08		
		174	104	31,92		
		176	106	12,80		
71	Lu	175	104	97,40		174,99
		176	105	2,60		
72	Hf	174	102	0,199		
		176	104	5,23	175,992	
		177	105	18,55		178,6
		178	106	27,23	177,994	
		179	107	13,73		
		180	108	35,07	180,003	
73	Ta	180	107	0,0123		180,88
		181	108	100		
74	W	180	106	0,16		
		182	108	26,35	182,003	
		183	109	14,32	183,006	183,92
		184	110	30,68	184,005	
		186	112	28,49		
75	Re	185	110	37,07		
		187	112	62,93	186,981	186,31
76	Os	184	108	0,018		
		186	110	1,582		
		187	111	1,64		
		188	112	13,27		190,2
		189	113	16,14	189,04	
		190	114	26,38	190,030	
		192	116	40,97	192,038	
77	Ir	191	114	38,5	191,040	
		193	116	61,5	193,040	193,1
78	Pt	190	112	0,012		
		192	114	0,8		
		194	116	30,2	194,026	
		195	117	35,2	195,039	195,23
		196	118	26,6	196,027	
		198	120	7,2	198,050	
79	Au	197	118	100	197,039	197,2
80	Hg	196	116	0,15		
		198	118	10,12		
		199	119	17,04		
		200	120	23,25	200,028	200,61
		201	121	13,18		
		202	122	29,54		
		204	124	6,72		
81	Tl	203	122	29,46	203,04041	
		205	124	70,54	205,04442	204,39

Liste des isotopes stables ou naturellement radioactifs (suite)

Z	Elément	nombre de masse A	nombre de neutrons N = A−Z	proportion %	masse de l'isotope $^{16}O = 16{,}000$	atome-gramme chimique
82	Pb	204	122	1,54	204,04081	
		206	124	22,62	206,04519	207,21
		207	125	22,62	207,04725	
		208	126	53,22	208,04754	
83	Bi	209	126	100	209,0466	209,00
84	Po	210	126		210,05488	210,00
	<(AcC')>	211	127			
	<(ThC')>	212	128			
	<(RaC')>	214	130			
	<(AcA)>	215	131			
	<(ThA)>	216	132			
	<(RaA)>	218	134			
85	<At>	210	125		211,05938	
86	<An>	219	133			
	Rn<Tn>	220	134			
	<Rn>	222	136		222,09397	222,00
87	<Fr>	223	136		223,09697	
88	(AcX)>	223	135			
	Ra(ThX)>	224	136			
	<Ra>	226	138		226,10309	226,05
89	<Ac>	227	138		227,10666	227
90	Th	232	142	100	232,1093	232,12
91	Pa	231	140	100	231,11607	231,0
92	U	234	142	0,006	234,1130	
		235	143	0,720	235,12517	238,07
		238	146	99,274	238,13232	
93	<Np>	237	144			
94	<Pu>	239	145			
95	<Am>	243	148			
96	<Cm>	243	147			
97	<Bk>	243	148			
98	<Cf>	244	148			
99	E	253	154			
100	Fm	254	154			
101	Mv	256	155			
102	<No>	253	151			
103	<Lw>	257	154			

Les isotopes radioactifs sont entre < >, sauf K et Rb dont la radioactivité est très faible.

VI-6. **Les isobares.**

Nous avons vu que les isotopes d'un élément ont tous mêmes propriétés chimiques, même nombre Z d'électrons dans leur cortège électronique, même nombre Z de protons dans leur noyau.

D'une manière analogue, on groupe les éléments de même nombre de nucléons A sous le nom d'isobares.

Tels sont par exemple:

le carbone radioactif $^{14}_{6}C$ et l'azote $^{14}_{7}N$,

$$^{92}_{38}Sr,\ ^{92}_{39}Y,\ ^{92}_{40}Zr,\ ^{92}_{41}Nb,\ ^{92}_{42}Mo,\ ^{92}_{43}Tc.$$

La notion d'isobare a été introduite lorsque l'on a cherché comment la stabilité du noyau dépendait du nombre A de nucléons.

VI-7. **Les isotones.**

On dit que deux noyaux sont isotones s'ils ont même nombre de neutrons.

Par exemple: $^{14}_{6}C$, $^{15}_{7}N$, $^{16}_{8}O$, sont isotones parce que leurs noyaux contiennent $14-6 = 15-7 = 16-8 = 8$ neutrons.

VI-8. **Les isomères.**

On a découvert que des noyaux contenant même nombre Z de protons et même nombre A—Z de neutrons peuvent ne pas être identiques et différer par l'état d'excitation du noyau. De tels noyaux sont des *isomères* d'un même nuclide.

On connait plus d'une centaine d'isomères, leurs vies moyennes vont de 10^{-10}s à 4 ans.

Exemple: $^{80}_{35}Br$ existe sous deux formes radioactives de durée de vie 4,4 heures pour l'une, 18 minutes pour l'autre.

En résumé, les isotopes sont sur les verticales Z = cte, les isobares sur les horizontales A = cte, les isotones sur les droites à 45° A—Z = cte.

DEUXIÈME PARTIE

LES PARTICULES ET LE NOYAU

CHAPITRE PREMIER

DÉTECTION DES PARTICULES

I-1. Moyens de détection des particules.

Les particules, de nature diverse, ne peuvent être directement mises en évidence que si elles possèdent une charge électrique et une vitesse. S'il n'en est pas ainsi, comme c'est le cas des photons et des neutrons, leur mise en évidence se fait indirectement par détection d'autres particules chargées et en mouvement, que les premières peuvent libérer en agissant sur la matière: effet photoélectrique, transmutation provoquée par les neutrons, par exemple.

I-2. Ionisation.

Un électron en mouvement dans un gaz peut ioniser ses atomes en leur arrachant un électron extérieur. A chaque ionisation il se produit ainsi une paire d'ions, l'électron arraché étant l'ion négatif, le reste de l'atome étant l'ion positif. L'expérience a montré que dans l'air chaque création d'une paire d'ions par un électron rapide diminue son énergie cinétique d'environ 35 eV. Un électron provenant d'une transformation nucléaire, sous forme de rayon β, possède une énergie cinétique de l'ordre de 1 MeV, il peut donc créer avant d'être arrêté environ 30 000 paires d'ions. Dans l'air à la pression atmosphérique, ceci correspond à la création d'environ 6 paires d'ions par millimètre de parcours.

Les rayons α ($_2^4He^{++}$), les protons ($_1^1H^+$), les deutons ($_1^2H^+$) sont des particules chargées positivement et beaucoup plus lourdes que les électrons des rayons β et elles ionisent les gaz bien plus énergiquement.

Une particule α, He^{++}, peut capturer un électron du cortège électronique d'un atome A, ce qui donne:

$$He^{++} + A \rightarrow He^{+} + A^{+};$$

l'atome He^+, ionisé une fois, continue son chemin et peut ioniser un nouvel atome A par une seconde capture d'électron:

$$He^{+} + A \rightarrow He + A^{+}.$$

L'atome neutre de He s'ionise à son tour par choc avec des atomes A, $He \rightarrow He^+ + e^-$ et $He^+ \rightarrow He^{++} + e^-$, puis il capte un puis deux électrons, redevient atome neutre, s'ionise à nouveau et ainsi de suite. Sur le parcours de quelques centimètres qu'une particule α peut effectuer dans l'air avant d'être arrêtée, il peut se produire un millier de ces échanges d'électrons. Aux ions A^+, He^+ et e^- ainsi créés directement par la particule, s'ajoutent ceux créés par ces ions primaires.

Le nombre d'ions créés par millimètre de parcours dépend de la vitesse des particules. Il croît à partir de zéro, passe par un maximum de 6 600 paires par millimètre pour une particule α, et de 2 750 paires par millimètre pour un proton. Cette ionisation est donc très supérieure à celle produite par un électron rapide β et, grâce à elle, particules α ou protons sont beaucoup plus faciles à mettre en évidence. Le nombre total d'ions créés par une particule α sur son parcours atteint, suivant son énergie initiale et la nature du gaz, des valeurs de l'ordre de 100 000 à 200 000 paires d'ions.

Les différents procédés de détection des particules utilisent tous, de façons diverses, le fait qu'elles laissent comme trace de leur parcours une véritable colonne d'ions. Actuellement, la limite de sensibilité est la détection d'une particule par heure.

I-3. **Chambre d'ionisation.**

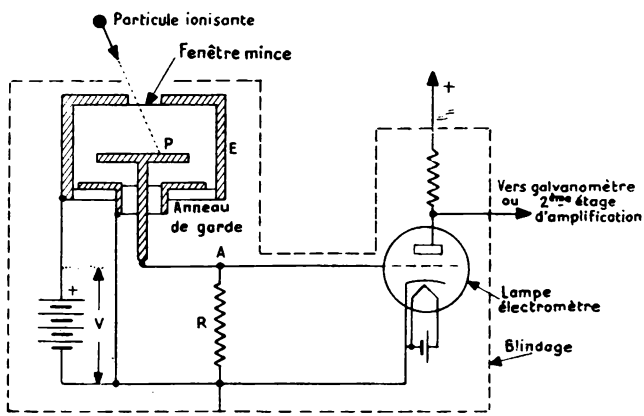


Fig. II-1

La chambre d'ionisation comprend essentiellement une enceinte close E, contenant un gaz, généralement de l'air ou un gaz rare (1), que les parti-

(1) Ou du fluorure de bore pour détecter les neutrons par:

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{11}_{5}B \rightarrow ^{7}_{5}Li + ^{4}_{2}He;$$

l'atome d'hélium est ionisé en He^{++} et 2 électrons, la particule α ionise BF_3.

cules à détecter pourront ioniser. Deux électrodes E et P, entre lesquelles une batterie V de 100 à 200 volts établit un champ électrique, collectent les ions créés dans le gaz sur le passage d'une particule. Le courant transporté par ces ions d'une électrode à l'autre donne aux bornes de la résistance élevée R (de l'ordre de 10^{12} à 10^{13} ohms) une différence de potentiel U de l'ordre du millivolt pour un rayon α.

Si les particules sont assez nombreuses, on peut mesurer, par ex. avec un électromètre à fil, la différence de potentiel U moyenne, ce qui revient à mesurer le *courant moyen* à travers la chambre, courant proportionnel au nombre des particules traversant la chambre pendant une seconde.

Le développement de l'électronique permet aujourd'hui de faire fonctionner la chambre *en impulsions* de manière à enregistrer le passage d'*une seule* particule et d'en évaluer l'énergie. Le premier étage amplificateur est généralement une lampe électromètre avec forte contre-réaction, les deux étages suivants sont à pentodes et servent à la mise en forme de l'impulsion. Le gain total est de l'ordre de 10 000. L'amplificateur est un amplificateur linéaire donnant à sa sortie une tension proportionnelle à U. L'amplificateur est suivi d'un sélecteur d'amplitude (p. 177). On augmente la précision de la mesure de l'énergie en plaçant, entre la paroi de la chambre et l'électrode collectrice, une grille portée à un potentiel intermédiaire. Cette grille a pour effet de supprimer l'influence électrostatique des ions positifs pendant l'arrivée (presque instantanée) des électrons produits, influence qui modifierait la forme de l'impulsion et serait cause d'erreur sur l'évaluation de sa hauteur.

Une chambre d'ionisation à impulsions associée à un tel amplificateur et à un milliampèremètre enregistreur ou un oscillographe donne facilement une déviation pour chaque particule α ou chaque proton qui la traverse et ionise le gaz qu'elle contient. La déviation est proportionnelle au nombre d'ions formés. En effet, la charge q de ceux-ci, recueillie intégralement grâce à la différence de potentiel V entre les électrodes de la chambre, donne au point A une variation U de potentiel telle que $U = q/C$, C étant la capacité du plateau et du fil le reliant à la grille de la lampe électromètre. La mesure de U après amplification permet donc de trouver le nombre de paires d'ions créées. De ce nombre on tirera l'énergie perdue par la particule dans la chambre. En effet, la création d'une paire d'ions par une particule exige une énergie assez bien déterminée. Par exemple dans l'air, une particule α perd 35,5 eV chaque fois qu'elle crée une paire d'ions. Le nombre de paires d'ions est $q/2e = CU/2e$, l'énergie de la particule α est donc 35,5 $CU/2e$ électrons-volts. En toute rigueur, la valeur 35,5 dépend de la vitesse de la particule.

Signalons qu'on augmente la probabilité d'ionisation en remplissant la chambre d'ionisation avec un gaz comprimé, par exemple avec de l'argon sous 50 atmosphères. Ce procédé est utilisé pour détecter les particules du rayonnement cosmique et, avec une pression moindre, les rayons α (1).

I-3.1. **Chambre d'ionisation à neutrons.**

Les neutrons n'ionisent pas eux-mêmes. On pourra cependant les mettre en évidence grâce à l'ionisation due aux particules projetées dans des réactions nucléaires qu'ils produisent.

Deux réactions sont utilisées:

1° Action d'un neutron sur le bore:

Le bore naturel est un mélange de ^{10}B (18%) et ^{11}B (82%). Seul ^{10}B réagit suivant:

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{7}_{3}Li.$$

La particule α et le noyau de lithium ont ensemble une énergie cinétique de 2,4 MeV. Ce sont eux qui provoquent l'ionisation.

On distinguera les chambres à gaz où le bore est sous forme de fluorure de bore BF_3, et les chambres à dépôt où le bore est généralement sous forme d'un revêtement de carbure B_4C sur les électrodes. Les chambres à gaz sont les plus sensibles.

2° Action d'un neutron sur l'uranium:

$$^{235}_{92}U + ^{1}_{0}n, \text{ fission de l'uranium;}$$

les fragments de fission provoquent une ionisation énergique. Des chambres d'ionisation ayant un revêtement d'uranium ou d'oxyde d'uranium sur leurs électrodes sont utilisées à détecter les neutrons lents. On les appelle *chambres à fission*. Telle est, par exemple, la chambre CFU 2 mise au point à Saclay. Réalisée avec de l'uranium enrichi à 90%, sa sensibilité est de 1,4 coup/n. cm^2.

Nous ne parlerons ici que des chambres à bore.

I-3.1.1. ***Chambres à impulsions.*** — On construit des chambres à gaz de petit volume pour pouvoir déceler individuellement le passage d'un neutron. On les appelle chambres à impulsions.

Dans une telle chambre réalisée au C.E.A., le volume occupé par le trifluorure de bore est inférieur à 2 cm^3, la tension collectrice est de l'ordre de 4 000 volts, la chambre est suivie d'un sélecteur d'amplitude ne comptant que les impulsions provoquées par des particules d'énergie atteignant 2,4, MeV. On réalise également des chambres à impulsions à dépôt.

(1) Mme J. OLKOWSKY, MM. G. VALLADAS, L. COHEN, *Journal de Phys.* 17, 1956, p. 587.

I-3.1.2. ***Chambres à courant à gaz.*** — Pour les mesures dans les réacteurs en fonctionnement, le flux neutronique est si abondant qu'il est bien préférable d'utiliser des chambres à courant. L'expérience confirme les prévisions théoriques concernant l'ionisation produite: un flux de 1 neutron/s.cm^2 donne un courant de $2{,}4 \cdot 10^{-16}$ ampère.

Le volume d'une telle chambre peut atteindre plusieurs litres, mais pour mesurer des flux élevés on emploie des chambres cylindriques de volume bien plus petit, de l'ordre de 10 cm^3, et on réduit la pression du gaz pour diminuer la sensibilité. Pour une pression de 4 mm de mercure et un flux de $2{,}5 \cdot 10^{12}$ n/cm^2.s le courant de saturation est de 12 microampères et est déjà atteint avec une tension de 50 volts. Ce courant est rigoureusement proportionnel au flux.

I-3.1.3. ***Chambres à courant à dépôt.*** — Le bore est déposé sur les électrodes sous forme d'une couche de carbure B_4C dont l'épaisseur est de l'ordre du milligramme par centimètre carré (une épaisseur plus grande diminuerait la sensibilité en absorbant les particules avant leur sortie du dépôt).

L'expérience montre que la sensibilité de telles chambres est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-17}$ ampère par neutron/s.cm^2. Le palier de la courbe (courant, tension) débute vers 400 volts. Les électrodes sont généralement multiples et constituées par des plateaux alternés écartés d'environ 7 mm recouverts de B_4C.

Le schéma ci-après est la coupe d'une chambre à dépôt réalisée au C.E.A. (1).

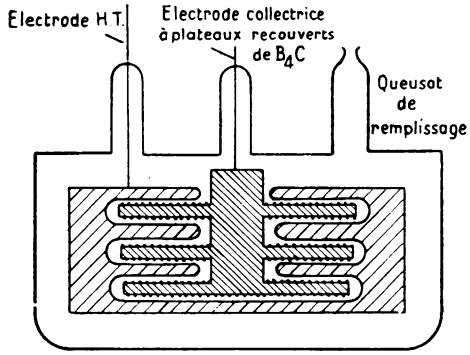


Fig. II-2

I-3.2. **Chambres à compensation.**

Pour les mesures dans les réacteurs, toutes les chambres précédentes ont le même inconvénient: elles sont sensibles non seulement aux neutrons mais au rayonnement γ. Ce rayonnement ionise le gaz des chambres di-

(1) J. WEILL, chap. 4, p. 77 du tome II du cours de Génie Atomique du C.E.N. de Saclay.

rectement et par l'intermédiaire de photoélectrons qu'il chasse des électrodes et parois des chambres. Cet inconvénient est spécialement grave lorsque l'on effectue des mesures après arrêt d'un réacteur. Les neutrons sont peu abondants mais les photons γ dus aux produits de fission radioactifs le sont.

Pour faire des mesures précises de flux neutronique même en présence d'un rayonnement γ, on a construit des chambres à ionisation à compensation.

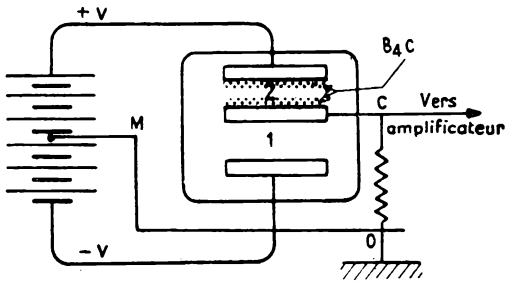


Fig. II-3

Le principe consiste à mettre en opposition deux chambres d'ionisation 1 et 2 connectées en série comme ci-dessus. Si l'ionisation des chambres est identique, l'électrode commune C reste au potentiel du point milieu M de la batterie. Si la chambre 2 conduit plus que la chambre 1, C devient positif et sa variation de potentiel est proportionnelle à la différence, $I_2 - I_1$, des courants des deux chambres.

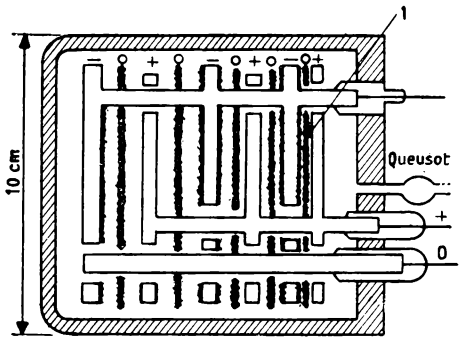


Fig. II-4

Chambre à compensation à dépôt réalisée au C.E.A. (1). Schéma de la disposition des électrodes. Le dépôt de B_4C est indiqué par une ondulation. Les plaques + et — ont une épaisseur de 0,5 mm pour réduire l'absorption des γ qui détruirait la compensation entre les intervalles 1 et 2. Les intervalles 2 sont ceux entre deux traits rugueux.

(1) J. WEILL, *loc. cit.*

La chambre 1 pourrait être une chambre remplie d'argon sensible aux seuls rayons γ et la chambre 2 une chambre remplie de BF_3 sensible à la fois aux neutrons et aux rayons γ. La différence, $I_2 - I_1$, donc ΔV_c si les deux chambres donnent même réponse aux γ, sera proportionnelle au nombre des neutrons qui ionisent BF_3.

Dans la pratique, il est plus aisé de réaliser non pas deux chambres distinctes mais une chambre unique à trois électrodes. Deux d'entre elles ont leurs faces en regard couvertes d'un dépôt de B_4C et constituent la chambre 2 du schéma ci-contre.

Avec une chambre à ionisation du modèle ci-contre la compensation des γ est si bonne que l'on peut mesurer le flux d'un réacteur dans un domaine de variation allant de 1 à 10^6.

I-4. Compteur proportionnel.

Même suivie d'un amplificateur, une chambre d'ionisation ne constitue pas un dispositif suffisamment sensible pour détecter le passage d'un électron ou d'un photon isolé. Ceux-ci provoquent un courant d'ionisation si faible que la différence de potentiel correspondante aux bornes de R est complètement masquée par le bruit de fond.

On augmente considérablement la sensibilité en modifiant la construction de la chambre et élevant la tension V de manière à faire intervenir un phénomène favorable: l'ionisation par choc. En l'absence de la tension V, les ions de signes contraires formés par une particule dans le gaz de la chambre se recombinent rapidement. Sous une tension V d'une centaine de volts, ces ions sont presque tous collectés sans avoir eu le temps de se recombiner.

Les phénomènes sont bien différents si nous construisons la chambre de manière qu'un champ électrique de quelques kilovolts/cm puisse régner au voisinage de l'électrode positive. Il suffit pour cela de constituer cette anode par un fil fin, entouré d'une cathode cylindrique.

Faisons croître V à partir de zéro, et traçons la courbe donnant, en fonction de V, la charge collectée par l'anode lorsqu'*une* particule traverse le dispositif. On observe d'abord une montée rapide, puis un plateau AB qui représente le fonctionnement normal d'une chambre d'ionisation. Le long de AB, la charge q de tous les électrons libérés par la particule est recueillie.

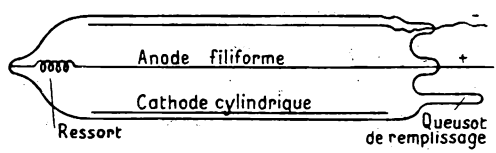


Fig. II-5

Si V dépasse quelques centaines de volts, ces électrons atteignent au voisinage de l'anode, où le champ est élevé, des vitesses suffisantes pour ioniser à leur tour des atomes du gaz. Ceci libère de nouveaux électrons et ainsi de suite, il se produit une avalanche d'électrons: il y a ionisation par choc.

Le long de CD la charge recueillie Q n'est plus q mais beaucoup plus grande, de l'ordre de 1 000 q, elle reste cependant *proportionnelle* à q. On dit que l'on a un compteur proportionnel parce que le rapport Q/q, appelé pouvoir amplificateur du gaz, reste indépendant de la charge q des ions. Il revient au même de dire que l'impulsion de tension aux bornes de R est proportionnelle au nombre des ions créés par la particule, donc à sa perte d'énergie dans le compteur.

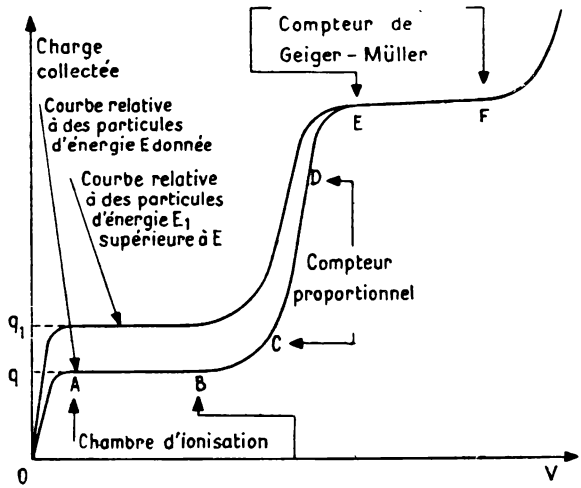


Fig. II-6

Ce compteur permet donc à la fois de compter les particules et d'évaluer leur énergie s'il est suivi d'un amplificateur linéaire. Le nombre de particules ayant traversé le compteur et l'ayant déclanché donne un nombre égal d'impulsions à la sortie de l'amplificateur, l'énergie d'une particule est proportionnelle à la hauteur de l'impulsion qu'elle a produite.

Malgré le gain de sensibilité, de l'ordre de 1 000 à 100 000, que procure l'ionisation par choc, un compteur proportionnel permet difficilement de déceler le passage d'un seul électron. Par contre, il montre très facilement le passage d'une particule α ou d'un proton.

Toute particule détectée par ce compteur a envoyé à l'anode une avalanche d'une durée très faible, de l'ordre de 10^{-7} s, car les électrons sont très mobiles. Il en résulte que la durée de l'impulsion de tension est déterminée principalement par la constante de temps, $\tau = CR$, de la résistance R et de la capacité C du compteur et des connexions. C est de l'ordre de 10 picofarads, R peut être choisi beaucoup plus faible qu'avec une chambre d'ionisation grâce à l'augmentation de sensibilité apportée par l'ionisation par choc. Avec R = 10 mégohms, $\tau = 10^{-11} \cdot 10^{7} = 10^{-4}$ seconde.

En augmentant l'amplification après le compteur, on peut descendre à R = 200 000 ohms, d'où $\tau = 10^{-11} \cdot 2 \cdot 10^5 = 2$ microsecondes.

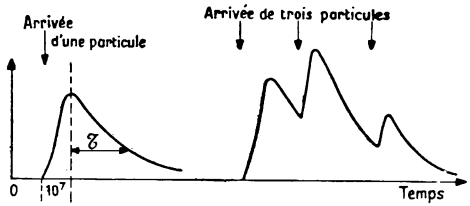


Fig. II-7

A la différence du compteur en régime de Geiger que nous verrons plus loin, le compteur en régime proportionnel n'a pas de « temps mort ». Les impulsions peuvent se superposer comme le montre la figure ci-dessus, ce qui complique le dépouillement des enregistrements, mais le compteur répond toujours au passage d'une particule.

I-4.1. **Sélection d'amplitude.**

Un compteur proportionnel suivi d'un amplificateur linéaire et d'un oscillographe cathodique à balayage linéaire, montre des impulsions dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie des particules.

Pour connaître le nombre de particules ayant une énergie comprise entre E et $E+\mathrm{d}E$ qui traversent le compteur par seconde, on pourrait photographier l'écran de l'oscillographe et mesurer la longueur des traits verticaux (après étalonnage).

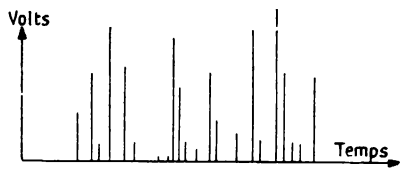


Fig. II-8

Il est beaucoup plus commode de sélectionner électroniquement les impulsions comprises entre deux valeurs choisies E et $E+\mathrm{d}E$ et de compter le nombre $\mathrm{d}N$ de ces seules impulsions.

Un dispositif électronique simple, appelé *discriminateur d'amplitude*, ne laisse passer les impulsions qu'au-dessus d'un certain seuil.

Il permet donc de compter le nombre N des particules d'énergie supérieure à E traversant le compteur en un temps donné.

De la courbe $(N(E), E)$, on déduira la courbe $\left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}, E\right)$ par dérivation.

On s'évite le travail de dérivation et surtout on augmente beaucoup la précision sur la courbe $\left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}, E\right)$ en acceptant de compliquer le montage électronique en réalisant un *sélecteur d'amplitude.*

Le nombre dN peut être obtenu comme la différence entre le nombre des impulsions que laisse passer un discriminateur A réglé sur $E+\mathrm{d}E$ et le nombre des impulsions que laisse passer un second discriminateur B réglé sur E:

$$\mathrm{d}N = N(E+\mathrm{d}E) - N(E).$$

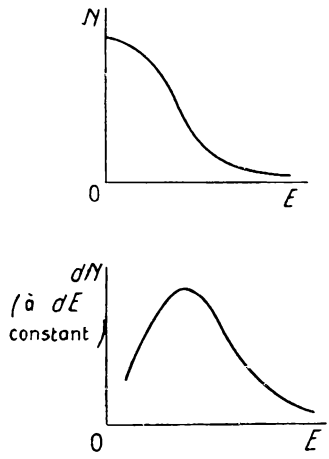


Fig. II-9

Le montage électronique serait très encombrant si l'on comptait séparément $N(E+\mathrm{d}E)$ et $N(E)$ avec deux discriminateurs et deux systèmes de comptage et qu'on en fasse électroniquement la différence. Il est beaucoup plus élégant de changer le sens des impulsions qui sortent de l'un des discriminateurs, celui B réglé sur E par exemple, et d'envoyer ces impulsions et celles qui sortent de l'autre discriminateur A dans un dispositif additionneur. L'ensemble déphaseur et additionneur fonctionne en anticoïncidence (p. 204).

Energie de la particule	réponse de B	réponse de B changée de signe	réponse de A	somme de A et − (B)
inférieure à E	0	0	0	0
entre E et $E+\mathrm{d}E$	− a	+ a	0	+ a
supérieure à $E+\mathrm{d}E$	− a	+ a	− a	0

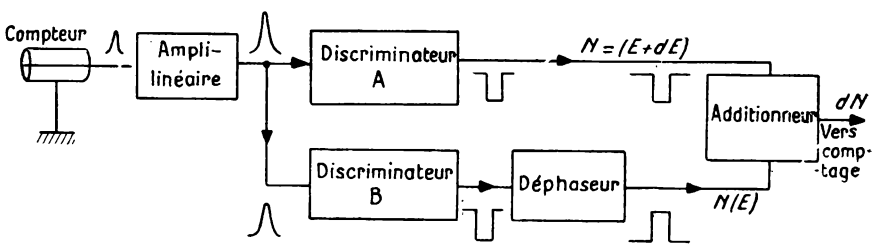


Fig. II-10

Pendant l'unité de temps, un canal sélecteur d'amplitude laisse passer dN impulsions provenant de dN particules d'énergie comprise entre E et $E+\mathrm{d}E$. Pour explorer tout le spectre d'énergie des particules, on pourrait faire varier E par réglages électroniques (et éventuellement la précision dE sur

l'amplitude sélectionnée). On gagne beaucoup de temps dans les mesures en ayant de nombreux canaux (une dizaine (1) à un millier) identiques à celui ci-dessus ayant un dE de l'ordre de 5 volts et réglés à des valeurs de E équidistantes (10, 20, 30, ... volts). (Les valeurs de E ci-dessus indiquent en réalité les tensions de réglage des discriminateurs et non l'énergie des particules qui leur est proportionnelle). Ces multiples canaux sélecteurs sont branchés en parallèle à la sortie de l'amplificateur linéaire et chacun comporte son système de comptage.

Il en résulte que l'on compte simultanément les nombres dN dans un nombre élevé de bandes d'énergie, ce qui suffit pour tracer la courbe $\left(\frac{dN}{dE}, E\right)$ avec précision.

Le dispositif discriminateur d'amplitude pourrait être une diode ou une lampe amplificatrice polarisée, mais on préfère utiliser un univibrateur qui, déclanché par une impulsion de tension supérieure à son seuil, a l'avantage de donner à sa sortie un signal rectangulaire de hauteur et durée bien déterminées. Il fonctionne donc à la fois comme discriminateur et circuit de mise en forme. On utilise très souvent l'univibrateur de Schmitt (Schmitt trigger) constitué par deux pentodes couplées à la fois par une résistance commune de cathode et une liaison grille-plaque, par capacité shuntée (fig. II-11). Le réglage du seuil se fait par la polarisation de l'une des grilles. Le signal rectangulaire de sortie a une amplitude d'environ 50 volts, sa durée dépend des capacités et résistances utilisées (2).

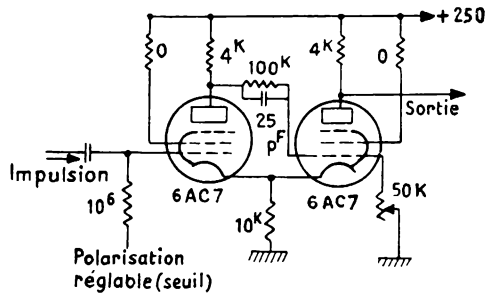


Fig. II-11

Dans les sélecteurs multicanaux actuels, on préfère transformer la mesure de l'amplitude d'une impulsion en une mesure de temps. Par exemple, l'impulsion de hauteur v est transformée en une tension $v \cdot H(t)$, $H(t)$ désignant l'échelon unité, son début déclenche une tension U croissant en dents de scie. L'intersection de $U(t)$ avec $v \cdot H(t)$ se produit au bout d'une durée proportionnelle à v.

On peut aussi charger avec l'impulsion à analyser une capacité C puis décharger celle-ci à travers une pompe à diode qui fait descendre en mar-

(1) R. WAHL, *Journal de Physique* 15, 1954, p. 97 A.
(2) R. WAHL, *Journ. de Physique* 15, 1954, p. 97 A.

ches d'escalier la tension v aux bornes de C. On compte électroniquement le nombre de ces marches, nombre qui est proportionnel à v. Il suffit de quelques dizaines de microsecondes pour analyser une impulsion.

Les sélecteurs multicanaux actuels sont très perfectionnés. Munis de mémoires à tores de ferrite, ils permettent de soustraire le mouvement propre du compteur, ils affichent leurs résultats, soit sous forme numérique canal par canal, soit sur l'écran d'un tube cathodique.

I-5. Compteur de Geiger-Müller.

En réalité le compteur a été utilisé en régime proportionnel postérieurement au régime de Geiger-Müller. Le compteur imaginé par Rutherford et Geiger fut rendu pratique par Geiger et Müller. Il peut travailler en régime proportionnel, mais en augmentant la tension appliquée on arrive à augmenter considérablement sa sensibilité, les phénomènes en son intérieur devenant alors beaucoup plus complexes.

Revenons à la courbe (charge collectée, V) de la page 176. Si le champ près du fil anodique est de l'ordre de 20 000 volts/cm, c'est-à-dire quand V dépasse une certaine valeur (de 800 à 1200 volts suivant les compteurs), la charge collectée n'est plus proportionnelle au nombre des ions créés par la particule, mais est une constante caractéristique du dispositif, la courbe présente un plateau EF. On dit que le compteur fonctionne en régime de Geiger-Müller.

Si l'on ne prenait pas de précaution spéciale, comme d'employer une résistance R suffisante, une particule déclancherait dans le compteur une décharge électrique auto-entretenue. Cette décharge transporterait un courant permanent dont la valeur serait indépendante de l'énergie de la particule déclencheuse. Le compteur fonctionnerait comme relais irréversible et serait incapable de déceler le passage ultérieur d'autres particules. Il faut donc éteindre cette décharge auto-entretenue et raccourcir le plus possible sa durée.

On y arrive par trois procédés:

I-5.1. Emploi d'une résistance R suffisamment élevée.

Le passage dans R du courant i de décharge fait diminuer la différence de potentiel anode-cathode de sa valeur initiale V à une valeur $V-iR$ inférieure de quelques centaines de volts, ce qui suffit pour éteindre la décharge. Avec les compteurs contenant de l'hydrogène ou de l'argon purs, ceci exigeait des valeurs de R de l'ordre de 10^9 à 10^{10} ohms donnant une constante de temps élevée, ce qui limitait beaucoup le nombre de particules que l'on peut compter par seconde.

I-5.2. **Emploi de compteurs rapides ou auto-coupeurs.**

Le passage du régime proportionnel au régime auto-entretenu ou de Geiger se fait grâce à deux causes principales:

1° La décharge est accompagnée d'une émission de lumière, en particulier ultraviolette. Les photons expulsent de la cathode des électrons par effet photoélectrique, électrons qui contribuent à renforcer l'ionisation par choc produite sur la trajectoire de la particule. La décharge se propage le long du fil anodique avec une vitesse de l'ordre de 8 cm/microseconde.

2° Les ions positifs vont frapper la cathode et en expulsent eux aussi des électrons.

On a donc cherché à éteindre la décharge par suppression de l'effet photoélectrique en ajoutant à l'argon une vapeur organique qui absorbe les photons en se dissociant.

On remplit le compteur avec de l'argon sous une pression de 8 cm de mercure et on ajoute de la vapeur d'alcool jusqu'à une pression de 9 cm de mercure. Dans ces compteurs auto-coupeurs, la décharge s'éteint spontanément avec des valeurs de R ne dépassant pas 10^7 ohms. Par suite, la constante de temps est divisée par 100 à 1000. Autre avantage, le temps mort (voir paragraphe I-5.2.1) passe de $4 \cdot 10^{-4}$s à 10^{-4}s, le temps mort étant la durée pendant laquelle (indépendamment de $C\,R$) le compteur déclanché par une particule ne répond pas à une seconde particule.

Un nouveau perfectionnement a consisté à remplir les compteurs avec un halogène (Br ou Cl). Il y a à la fois suppression de l'effet photoélectrique parce que l'halogène absorbe l'ultraviolet et suppression de l'expulsion d'électrons de la cathode par choc des ions positifs. En effet, les ions Cl^+ ou Br^+ sont lourds, donc n'y arrivent qu'avec une vitesse insuffisante pour expulser des électrons.

I-5.2.1. ***Temps mort et temps de résolution.*** — Si un compteur de Geiger est traversé par une particule, il donne une décharge, mais il n'est pas immédiatement capable d'en donner une seconde si une nouvelle particule le traverse. Le temps minimum qui doit séparer l'arrivée de deux particules pour que chacune donne une décharge est appelé temps mort du compteur. Son existence est due à ce que la seconde décharge n'est possible que lorsque les ions positifs créés par la première ont eu le temps de s'écarter suffisamment de l'anode pour que le champ électrique y soit remonté à la valeur minima nécessaire pour une décharge (antérieurement les ions font charge d'espace positive autour de l'anode).

L'examen à l'oscillographe cathodique, avec balayage déclenché, des impulsions produites par une préparation d'un produit à radioactivité α

montre bien l'existence du temps mort T_m pendant lequel le compteur reste insensible à toute particule.

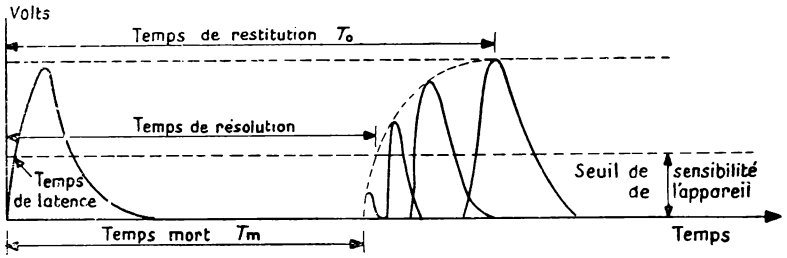


Fig. II-12

L'amplitude normale de l'impulsion, de l'ordre de 10 volts, n'est atteinte à nouveau qu'après une durée un peu supérieure: le temps de restitution T_0. Les deux temps T_m et T_0 décroissent (1) notablement si l'on augmente la tension V appliquée au compteur mais restent de l'ordre de 200 microsecondes chez un compteur à argon-hélium-alcool. Un tel compteur peut compter 20 000 particules par minute.

Dans la pratique, c'est une durée comprise entre T_m et T_0, le temps de résolution $T_{rés}$, qui est l'intervalle minimum qui doit séparer deux particules pour qu'elles puissent être enregistrées toutes les deux. C'est le temps nécessaire pour qu'une seconde impulsion atteigne la valeur de la tension-seuil de l'appareil.

L'ensemble du compteur et des appareils électroniques qui le suivent sera d'autant meilleur que $T_{rés}$ sera plus petit, car le pourcentage de particules non comptées est d'autant plus grand que $T_{rés}$ est plus grand et que le nombre de particules par seconde est plus élevé.

I-5.3. Emploi de dispositifs électroniques pour éteindre la décharge.

Bien que les compteurs auto-coupeurs actuels permettent de se passer de dispositifs électroniques pour éteindre la décharge tout en employant des valeurs de R de l'ordre de 10 mégohms, l'intérêt des dispositifs électroniques d'abord imaginés pour les compteurs non auto-coupeurs (compteurs lents) et des nouveaux dispositifs reste grand. En effet, ces dispositifs diminuent le temps de résolution et par suite les erreurs de comptage; ils permettent de compter beaucoup plus de particules par seconde.

I-5.3.1. ***Dispositifs de Neher et Harper et de Neher et Pickering.*** — Le premier de ces dispositifs éteint la décharge en court-circuitant le compteur, le second en isolant le compteur de la source de haute tension.

(1) E. PICARD et A. ROGOZINSKI, *Journ. de Physique* 14, 1953, p. 445.

Dans le montage de Neher et Harper, la grille de la pentode est polarisée négativement et la pentode bloquée aussi longtemps qu'aucune particule ne traverse le compteur. Celui-ci est donc soumis à une tension élevée. Si une particule le traverse, une décharge s'amorce qui rend la grille positive, la pentode se débloque et porte l'anode au potentiel zéro, ce qui éteint la décharge en environ 10^{-6} seconde.

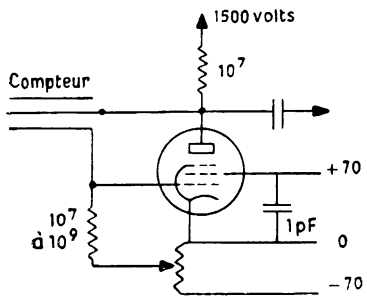


Fig. II-13. — Montage de Neher et Harper.

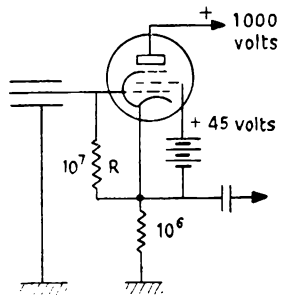


Fig. II-14. — Montage de Neher et Pickering.

Le montage de Neher et Pickering est un peu plus simple et a l'avantage de laisser à la masse l'enveloppe cylindrique du compteur de Geiger-Müller En l'absence de décharge, la pentode est conductrice et la haute tension appliquée au compteur. Si une décharge se produit, la grille devient négative par rapport à la cathode (à cause de la chute de tension dans la résistance *R* traversée par le courant de décharge), la pentode se bloque, ce qui coupe le courant alimentant le compteur.

I-5.3.2. ***Dispositif de Picard et Rogozinski.*** — Pour diminuer encore le temps mort, Simpson (1) et d'autres physiciens ont appliqué à l'anode une tension négative peu après le début de l'impulsion, les ions positifs qui entourent l'anode sont alors rapidement éliminés. Les circuits employés sont compliqués.

On obtient de très bons résultats avec un dispositif simple dû à Picard et Rogozinski (fig. II-15) (2).

Son principe est celui-ci: le début de l'impulsion de tension provenant de l'anode du compteur déclanche un univibrateur et on renvoie sur l'anode du compteur l'impulsion négative rectangulaire de 300 volts d'amplitude et de 2 microsecondes de durée.

La décharge se trouve ainsi éteinte beaucoup plus rapidement sans avoir le temps de se propager le long du fil du compteur. Il en résulte que le

(1) J. A. Simpson, *Phys. Review* 66, 1944, p. 39 et A. L. Hodson, *Rev. of Scient. Instruments*, 25, 1948 p. 11.
(2) E. Picard et A. Rogozinski, *Journal de Physique*, 14, 1953, p. 304.

temps mort tombe de 190 microsecondes à moins de 10 microsecondes avec ce dispositif.

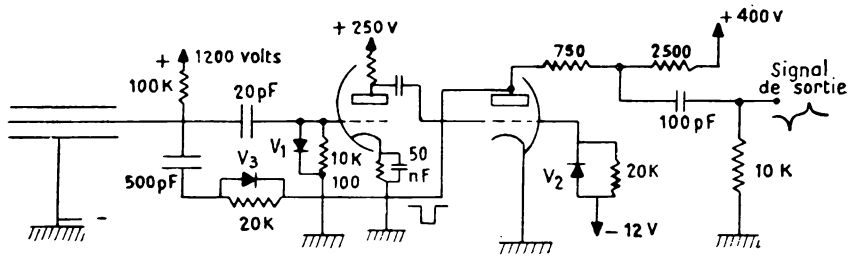


Fig. II-15

Légende: On emploie une double triode, les diodes sont des diodes OA 53 au germanium, V1 et V2 accélèrent le retour à l'état initial en coupant les lancés négatifs. V3 court-circuite la résistance de 20 000 ohms aux grandes amplitudes du signal, et rend la réaction non linéaire. Le signal rectangulaire est dérivé par la capacité de 100 pF et la résistance de 10 000 ohms.

I-5.4. **Caractéristique d'un compteur de Geiger-Müller.**

Plaçons une préparation radioactive près d'un compteur de Geiger, et enregistrons les impulsions reçues, les « coups » dus au passage de particules α dans le compteur. Traçons la courbe caractéristique qui représente le nombre n de coups enregistrés par minute en fonction de la tension V appliquée au compteur.

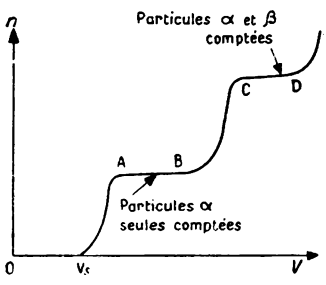


Fig. II-16

Cette courbe montre que le comptage ne démarre qu'au-dessus d'un potentiel seuil V_s, (1) augmente jusqu'à un plateau AB de faible pente, puis monte à nouveau. C'est dans la région AB que l'on utilise le compteur pour compter des particules α, AB s'étend sur 200 à 300 volts.

Si le produit radioactif émet aussi des rayons β, il existe un second plateau CD où les particules α et β sont comptées à la fois.

Ce second plateau exige des potentiels plus élevés que le premier parce que, l'ionisation produite par un électron β étant plus faible que celle produite par une particule α, il faut une tension plus élevée pour donner une ionisation par choc suffisante pour obtenir la décharge.

(1) V_s est de 1200 à 1400 volts pour un compteur à He, A, alcool, de 400 volts pour un compteur à halogène (Ne, A, Cl).

Au-delà du second plateau, le compteur devient impropre au comptage de particules car une décharge permanente finit par s'y établir, après des décharges intermittentes analogues à celles que l'on obtient avec un tube à néon alimenté à travers une résistance élevée.

C'est sur son plateau que le compteur est utilisé, l'influence sur n d'une variation de V y est minima. Elle n'est pas nulle parce que lorsque V croît, le temps mort diminue et par suite le nombre de particules qui échappaient au comptage. Une particule α donne sur l'anode d'un compteur de Geiger une impulsion de l'ordre de 10 volts dont l'amplification est facile. La charge recueillie sur l'anode d'un compteur est environ un milliard de fois plus élevée que la charge des ions créés par la particule elle-même (en l'absence de tension appliquée au compteur). Grâce à cette énorme amplification de la charge, la sensibilité des compteurs de Geiger est suffisante pour déceler non seulement le passage d'une particule α ou d'un proton, mais même celui d'un électron isolé.

Deux tâches particulièrement difficiles peuvent être demandées aux compteurs:

1° compter un nombre élevé de particules par seconde.

Ceci exige, comme nous l'avons vu, l'abaissement du temps mort et l'emploi d'une résistance d'anode pas trop élevée.

2° compter des particules arrivant rarement.

L'idéal serait qu'en l'absence des particules étudiées, le compteur ne donnât aucun coup, mais le compteur possède en réalité un «mouvement propre».

Raisons:

a) les matériaux dont est constitué le compteur donnent une émission électronique thermique (effet Edison).

b) si le compteur est éclairé, la cathode peut donner des photoélectrons,

c) il y a toujours des traces de substances radioactives dans les matériaux du compteur,

d) les particules du rayonnement cosmique déclanchent le compteur et il en est de même des substances radioactives présentes dans le laboratoire et en général dans la croûte terrestre.

Ces coups résiduels jouent dans les mesures un rôle gênant (1) analogue au bruit de fond des amplificateurs. Leur nombre est de l'ordre de 1 coup par minute et par cm^2 de surface de cathode. On peut le diviser par 2 en protégeant le compteur par un revêtement de 5 cm de plomb diminuant les causes (*d*).

(1) Sauf bien entendu, pour étudier les rayons cosmiques.

Les compteurs sont maintenant d'usage industriel courant. On les emploie pour suivre les éléments radioactifs traceurs et pour la mesure de l'intensité de rayonnements X. Nous donnerons donc plus loin des détails sur les appareils électroniques qui leur sont souvent associés.

I-5.5. **Compteurs à cathode externe.**

Ces compteurs ont été imaginés et réalisés par Maze (1).

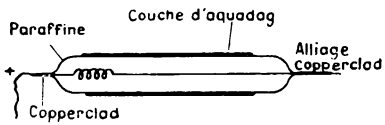


Fig. II-17

La cathode n'est plus un cylindre métallique dans un tube de verre, mais un revêtement conducteur en aquadag (graphite colloïdal) qui est déposé sur la surface externe du tube de verre.

Le verre est choisi assez conducteur (verre blanc), il est paraffiné aux deux extrémités. Les avantages de ces compteurs sont ceux-ci: bas prix de revient, facilité de construction, longue durée, robustesse.

I-5.6. **Compteurs à pointe.**

Ils ont précédé les compteurs de Geiger-Müller à fil.

La cathode est un tube métallique cylindrique, l'anode un fil très mince d'environ 0,01 mm de diamètre terminé par une petite sphère obtenue par fusion de ce fil dans une flamme fine. Une décharge se produit entre la cathode et cette sphère, si une particule vient à passer dans une petite région localisée au voisinage de la sphère. Cette localisation est un inconvénient si l'on veut recevoir des particules arrivant d'un grand angle solide, mais est avantageuse en cas de sources localisées. Une fenêtre très mince F en mica ou aluminium permet l'entrée des rayons α ou β dans le compteur.

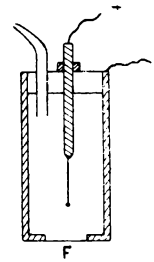


Fig. II-18

On construit d'une manière analogue des *compteurs cloche* où le fil anodique joue le rôle de battant.

I-6. **Compteurs à étincelle.**

Examinons dans l'obscurité un fil métallique fin porté à un potentiel positif de plusieurs milliers de volts par rapport à une cathode plane écartée de quelques millimètres. Le fil est entouré d'une gaîne lumineuse violacée produite par une effluve électrique, c'est l'effet couronne ou corona. Ap-

(1) R. MAZE, *Journ. de Physique* 7, 1946, p. 164.

prochons du fil une source radioactive α. Le passage d'une particule α près du fil, où il y a effet couronne, peut déclancher une étincelle. Tel est le principe du *compteur à étincelle* imaginé par Greinacher, en 1934.

Depuis, ce compteur a été très amélioré, surtout par Chang et Rosenblum. Sa courbe caractéristique (nombre de coups/minute, tension anode-cathode) présente un plateau comme celle d'un compteur de Geiger. Le temps de latence est très court: 10^{-9} seconde, mais le temps de résolution, de 10^{-3} seconde, est élevé. Ces compteurs ne sont guère sensibles qu'aux particules très ionisantes, rayons α et protons, et non aux électrons et photons.

Plusieurs modes de construction ont été employés (1): à symétrie cylindrique analogue à celle du compteur de Geiger-Müller, à grille de fils parallèles (anode) placée à quelques millimètres du plan cathodique. Ces fils sont en tungstène et ont un diamètre de 0,1 mm. Les compteurs fonctionnent dans l'air libre, ou mieux dans l'air additionné de 1% de CO_2, dans un mélange argon-alcool.

Leurs inconvénients sont d'exiger des tensions notablement plus élevées que les compteurs de Geiger, et un circuit électronique pour couper chaque décharge amorcée par une particule α.

Leurs avantages sont les suivants: temps de latence très faible; mouvement propre très faible, de l'ordre de 1 coup/minute, effet directif marqué.

Sur le même principe que les compteurs sont basées les *chambres à étincelle* (p. 211).

I-7. Compteurs à cristal isolant ou à semiconducteur.

I-7.1. Compteurs à cristal isolant.

Si une particule pénètre dans un cristal isolant, elle peut ioniser les atomes qu'elle y rencontre. Il y a libération d'électrons.

Des électrodes métalliques, par exemple obtenues par évaporation de métal dans le vide, ont été déposées sur deux faces du cristal.

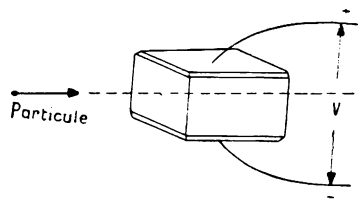


Fig. II-19

Si une particule traverse celui-ci parallèlement à ces faces, grâce à l'ionisation qu'elle produit ces électrodes reçoivent une impulsion de courant si elles sont réunies à une source de potentiel V.

(1) D. Blanc, *Journ. de Physique* 15, 1954, p. 483.

Ces compteurs présentent un certain nombre de propriétés intéressantes:
— temps de résolution faible, de l'ordre de 10^{-7} s,
— faible volume,
— possibilité de calculer l'énergie de la particule.

En effet, on connaît la perte d'énergie nécessaire pour produire un électron dans le cristal (environ 10 eV au lieu de 35 dans l'air).

A cause des défauts des cristaux (impuretés et contraintes mécaniques qui introduisent d'ailleurs de la conductibilité) il existe dans le réseau des électrons libres et des « trous » positifs. Pour qu'un électron créé par ionisation donne par influence une impulsion de courant appréciable sur l'anode, il faut qu'il effectue un parcours suffisant avant d'être capturé par un trou positif, donc que le cristal soit très pur. Les cristaux donnant les meilleurs résultats comme compteurs sont des cristaux très purs, sans défauts physiques, par exemple le chlorure d'argent et le diamant.

I-7.2. **Compteurs à semiconducteur.**

Les effets des particules de grande énergie sur un solide sont de deux sortes:

1) *Création de défauts de réseau.*

Les particules entrent en interaction avec les noyaux des atomes du cristal. Il peut en résulter deux sortes de défauts:

déplacement du noyau de sa position d'équilibre d'où création d'une lacune,

remplacement du noyau par un autre de nature différente à la suite d'une réaction nucléaire, il y a alors défaut par impureté.

Ce sont surtout les neutrons qui créent ces défauts de réseau; ces défauts subsistent après l'irradiation, c'est *l'effet Wigner.*

2) *Ionisation.*

Tandis que dans un gaz environ 30 eV sont nécessaires pour créer une paire d'ions (p. 359) une énergie bien moindre est nécessaire chez un semiconducteur (2,75 eV pour Ge; 3,50 eV pour Si). L'ionisation donne une augmentation instantanée du nombre de porteurs de charges libres.

Dans un cristal de semiconducteur intrinsèque, le temps de recombinaison d'une paire est de l'ordre de 10^{-3} s, on met à profit cette longue durée pour récolter les charges.

On emploie de plus en plus [1] des dispositifs p-i-n ou n-p-n à jonction (i signifie ici semiconducteur intrinsèque, n ou p semiconducteur de type n ou p). Des charges sont produites dans la zone de déplétion [2] qui fonc-

(1) J. Bok et R. Schuttler, *Onde Electrique*, 41, 1961, p. 364.
(2) R. Guillien, *Electronique*, III, p. 20 et 199, Presses Universitaires de France, 1961.

tionne comme une chambre d'ionisation solide. Plus on s'écarte de la jonction, plus le temps de collection des charges croît (de 10^{-9} s à la jonction à 10^{-7} s à 20 μ de celle-ci). Avec des jonctions de 10 mm^2, le bruit de fond correspond à environ 1700 électrons/s, on ne peut déceler de particule d'énergie inférieure à 20 keV que si l'on refroidit pour diminuer le bruit de fond.

La détection des neutrons thermiques se fait facilement en déposant sur le semiconducteur du bore qui donnera des rayons α (p. 236). Celle des neutrons rapides se fait par l'intermédiaire d'une substance hydrogénée, les neutrons chassent les protons (p. 237) qui créent ainsi l'ionisation dans le semiconducteur.

Les compteurs à semiconducteur sont pleins d'avenir surtout en raison de leur robustesse de leurs faibles dimensions et de leur pouvoir de résolution en énergie (1).

I-8. Compteurs à scintillation.

Crookes, ainsi qu'Elster et Geitel, découvrit le premier procédé employé pour compter des particules α. Il consiste à les recevoir sur un écran de sulfure de zinc (activé par du cuivre ou de l'argent) et à examiner au microscope les scintillations qu'elles produisent.

Ce procédé a été en particulier employé avec grand succès par Rutherford pour mesurer le parcours des rayons α dans l'air et leur diffusion par des feuilles minces, pour déceler ces particules ou des protons. Il a même réussi avec ce simple appareil, appelé spinthariscope, à mesurer le diamètre des noyaux par la diffusion des rayons α. Il a ainsi montré que des rayons α bombardant de l'azote le transmutent en oxygène:

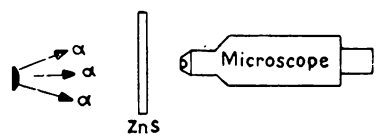


Fig. II-20

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H};$$

le parcours des protons émis dépassait celui des particules α qui bombardaient l'azote. C'était la première transmutation provoquée (1919).

L'observation visuelle des particules α au moyen des scintillations qu'elles produisent sur l'écran au sulfure de zinc a deux inconvénients: elle est très vite fatigante, et d'autre part l'épaisseur de cet écran doit être inférieure à 0,1 mm, sinon il est opaque.

Le premier défaut est aujourd'hui supprimé par l'emploi du photomultiplicateur d'électrons (une cellule photoélectrique n'est pas assez sensible,

(1) *Nucleonics*, 20, 1962, n° 5 (mai), p. 53 à 63.

car la scintillation donne peu de lumière). Le second est supprimé aussi, car on a découvert un grand nombre de substances scintillatrices qui sont transparentes.

I-8.1. **Les photomultiplicateurs.**

Le photomultiplicateur inventé en 1935 par Zworykin multiplie par émission d'électrons secondaires le courant issu de sa photocathode. Cette photocathode est ici éclairée à travers un « conduit à lumière » en plexiglas par la substance scintillatrice dans laquelle les particules à compter provoquent une succession d'éclairs très brefs. Ce conduit récupère même des photons très inclinés sur l'axe.

Les photomultiplicateurs actuellement utilisés pour compter les scintillations ont une photocathode semitransparente K. Un photoélectron qui en est issu frappe une électrode D_1 qui est la première dynode, il y libère environ 5 électrons secondaires. Ces électrons secondaires frappent une seconde dynode D_2, et chacun y libère environ 5 nouveaux électrons secondaires. S'il y a n dynodes, à un photoélectron issu de K correspondent, à la sortie de la $n^{ième}$ dynode, 5^n électrons qui sont recueillis par l'anode A.

On consultera un livre d'électronique pour plus de détails sur les divers types de photocathodes, l'alimentation et le mode d'emploi des photomultiplicateurs. Nous allons nous borner ici à indiquer les propriétés des photomultiplicateurs récents tels les 54 AVP ou 58 AVP et leurs avantages pour le comptage des scintillations.

1° *Grande sensibilité.* — Une photocathode du type S_{11} (couche de Sb Cs_3), éclairée par une source lumineuse dont la température est 2870° K donne un courant de 60 μA/lumen. On obtient couramment 2 millions d'électrons à l'anode pour chaque photoélectron. On est arrivé à porter ce chiffre à 5 milliards. Notons aussi qu'il existe des modèles récents à photocathode très large (diamètre atteignant 50 cm).

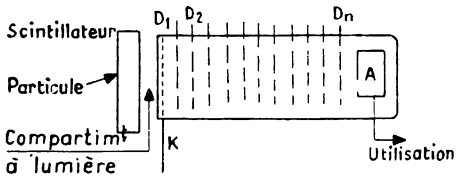


Fig. II-21

2° *Courant de sortie élevé.* — Les photomultiplicateurs habituels donnent un courant de sortie proportionnel au flux lumineux incident tant que ce courant ne dépasse pas une dizaine de milliampères. Au-delà, la linéarité cesse. On a réussi avec de nouveaux modèles à obtenir des réponses linéaires jusqu'à 4 ampères et avec un modèle déjà ancien (931 A) alimenté sous tension de 10 000 volts pendant un temps de 0,2 microseconde et des

tensions bien réglées sur ses dynodes, à obtenir une réponse linéaire jusqu'à 1,5 ampère.

3° *Réponse très rapide.* — L'émission secondaire se fait à peu près instantanément et seules les fluctuations du temps de transit photocathode-anode limiteraient le temps de résolution d'un compteur à scintillations si le scintillateur avait une réponse infiniment brève. Ce temps de transit est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-9}$ s (1) (2) et ses fluctuations, variables suivant les types de photomultiplicateurs, sont en général voisines de 10^{-10} s (3). L'impulsion du courant de sortie due à un seul photoélectron a une durée, à mi-hauteur, de $4 \cdot 10^{-9}$ à $1 \cdot 10^{-9}$ seconde, ce qui est beaucoup plus bref qu'avec un compteur de Geiger-Müller.

4° *Bruit de fond faible.* — Le « courant d'obscurité » des photomultiplicateurs a été très abaissé. Il est actuellement de l'ordre de 10^{-8} ampère (à la sortie) à la température ordinaire pour un photomultiplicateur ayant un gain de $2 \cdot 10^6$. En refroidissant le photomultiplicateur par de la neige carbonique, on divise ce courant par 10, on le diviserait par plus de 1 000 en refroidissant par de l'air liquide. Le rapport signal/bruit est très amélioré dans de nouveaux modèles dont la photocathode est formée d'un mélange Sb-K-Na sans césium.

On supprime presque totalement la gêne due au bruit de fond, en employant de part et d'autre du scintillateur deux photomultiplicateurs suivis d'un dispositif à coïncidences. Le mouvement propre, à la température ordinaire, devient alors de l'ordre de moins d'une impulsion par minute.

I-8.2. **Les substances scintillatrices.**

I-8.2.1. ***Mécanisme de la scintillation.*** — *a*) Dans un scintillateur minéral (exemple ZnS, NaI, $CaWO_4$), la particule incidente donne de son énergie à des électrons de la bande de valence et ceux-ci passent dans la bande de conduction. Il apparaît donc des électrons supplémentaires dans cette bande et des trous positifs dans la bande de valence. Ces électrons et ces trous se déplacent et rencontrent des atomes de l'impureté (que l'on a ajoutée pour activer, par exemple Ag pour activer ZnS), qui les absorbent en émettant de la lumière visible et ultraviolette.

b) Dans une substance scintillatrice organique, les particules ionisantes: particules α, protons, ions, mésons chargés, électrons, perdent de leur énergie, soit en brisant des liaisons dans les molécules rencontrées, soit en les excitant en les ionisant. Le retour de cette substance à un état stable se fait avec émission de lumière par fluorescence et phosphorescence.

(1) P. CACHON et A. SARAZIN, *Onde Electrique*, 38, 1958, p. 617.
(2) Y. KOECHLIN, *L'électronique nucléaire*, p. 67, édit. AIEA Vienne, 1959.
(3) G. PIETRI, *L'électronique nucléaire*, p. 57, édit. AIEA, Vienne, 1959.

c) Les neutrons sont mis indirectement en évidence, grâce aux particules ionisantes qu'ils créent. Les neutrons lents ou neutrons thermiques, (énergie d'environ 1/40 eV), épithermiques (environ 1 eV) sont détectés:

soit avec un scintillateur tel que LiF activé à SnI_2:

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{7}_{3}\mathrm{Li}^* \rightarrow ^{3}_{1}\mathrm{H}^* + ^{4}_{2}\mathrm{He} + 4{,}6\ \mathrm{MeV};$$

la particule α ionise fortement;

soit avec un scintillateur organique dans lequel on a dissous un composé du bore:

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{4}_{2}\mathrm{He} + 2{,}8\ \mathrm{MeV};$$

le noyau de Li et la particule α sont très ionisants.

Les neutrons rapides sont mis en évidence par les protons de recul qu'ils produisent dans les scintillateurs organiques, les rayons γ produits en même temps sont gênants. On diminue cette gêne en mélangeant une substance hydrogénée (par exemple l'α-bromonaphtalène) à un scintillateur tel que KI.

d) Les neutrons très rapides donnent dans un cristal d'anthracène la réaction nucléaire:

$$^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{11}_{6}\mathrm{C}^* + 2\ ^{1}_{0}\mathrm{n};$$

le noyau de ^{11}C ionise et produit la scintillation.

e) Les rayons γ cèdent leur énergie par l'intermédiaire de photoélectrons, d'électrons de l'effet Compton et de couples électron-positon obtenus par matérialisation d'un photon γ. Ce sont ces électrons qui produisent la scintillation.

I-8.2.2. ***Propriétés des scintillateurs.*** — Un scintillateur idéal transformerait l'énergie de la particule qui le traverse en énergie lumineuse avec un bon rendement, l'énergie lumineuse serait élevée sur un parcours assez limité, le nombre de photons libérés serait proportionnel à l'énergie de la particule. Bien entendu le scintillateur serait transparent pour que ces photons puissent atteindre le photomultiplicateur. La durée de l'émission lumineuse qui décroît comme $e^{-t/\tau}$ devrait être très courte, et τ devrait être aussi bref que les fluctuations du temps de transit du photomultiplicateur pour que le temps de résolution de l'ensemble scintillateur-photomultiplicateur reste faible.

Dans quelle mesure les substances scintillatrices actuellement connues se rapprochent-elles de cet idéal?

Les scintillateurs minéraux donnent une impulsion de hauteur à peu près fonction linéaire de l'énergie des rayons α, bien linéaire de celle des protons ou des rayons β. Ces scintillateurs ont cependant une constante de temps τ de l'ordre de la microseconde (1 μs pour ZnS activé à l'argent

et spécialement traité), parfois moindre (0,25 μs pour NaI activé au thallium).

L'iodure de sodium est spécialement intéressant, car les atomes lourds d'iode ($Z = 53$) donnent avec des rayons X ou γ des photoélectrons permettant des taux de comptage (1) élevés. Le taux de comptage des particules α est très bon avec les scintillateurs minéraux et atteint 100% chez ZnS. Le taux de comptage des particules β est bon, la réponse linéaire. L'iodure de sodium (activé par 1% de TlI) existe maintenant en monocristaux de grand volume (1 litre).

Les scintillateurs organiques ont des constantes de temps bien plus courtes, de l'ordre de 2 à $3 \cdot 10^{-9}$ seconde en solution, plus élevées à l'état cristallisé: $4 \cdot 10^{-9}$ pour le styrène, $36 \cdot 10^{-9}$ pour l'anthracène, donc bien inférieures à celles des scintillateurs minéraux. Ces scintillateurs ne conviennent pas pour la détection des rayons γ parce qu'ils ne contiennent pas d'éléments lourds, par contre ils conviennent bien à la détection des particules α ou β et des protons. Ces scintillateurs sont bon marché et faciles à obtenir en grandes dimensions. Une forme particulièrement commode est celle de matière plastique, par exemple en solution dans du plexiglas ou du polystyrolène.

Deux petits perfectionnements augmentent le nombre des photons produits dans le scintillateur et qui arrivent à la photocathode. Le premier consiste à enduire de magnésie la paroi latérale du scintillateur pour diffuser les photons vers son intérieur, le second consiste à mettre un conduit de lumière entre scintillateur et photocathode. Ce conduit peut être en plexiglas, les réflexions sont diminuées par interposition de graisse aux silicones.

Signalons enfin que l'on a récemment employé du krypton (2) et du xénon (3) sous pression comme scintillateurs gazeux.

I-8.3. Comparaison des compteurs à scintillation avec les compteurs de Geiger.

L'emploi des compteurs à scintillation se développe de plus en plus. Ils possèdent en effet des avantages très importants sur les compteurs de Geiger-Müller:

1° temps de résolution très petit: pas de temps mort;

(1) Le taux de comptage est le rapport du nombre de particules comptées effectivement au nombre de particules qui devraient être comptées.

(2) Deux excellents articles contenant de nombreuses indications numériques et bibliographiques, sont ceux-ci: D. BLANC, J. F. DETOEUF et P. MAIGNAN, *Journ. de Physique* 13, 1952, p. 567 et J. LABEYRIE, *Journ. de Physique* 17, 1956, p. 576.

(3) L. KOCH, *L'électronique nucléaire*, p. 151, édit. AIEA, Vienne, 1959.

2° détection des particules dans un volume important, qui a déjà atteint le mètre cube et non quelques cm^3 ou dizaines de cm^3 comme avec les compteurs de Geiger;

3° ils sont sensibles à plusieurs sortes de particules, et en particulier aux rayons γ;

4° leurs impulsions sont proportionnelles à l'ionisation, donc leur hauteur permet d'identifier les particules d'après leur énergie, comme un compteur proportionnel;

5° ils peuvent opérer dans le vide, ce qui est commode pour les particules α.

Leur bruit de fond, dû au photomultiplicateur, était il y a quelques années plus gênant que le mouvement propre d'un compteur de Geiger. Actuellement, ce bruit a été très diminué. Comme déjà dit, on peut le diminuer beaucoup par refroidissement et le supprimer presque totalement en montant avec un scintillateur unique deux photomultiplicateurs en coïncidence.

Les accessoires électroniques: alimentation haute-tension, amplificateurs, sont comparables avec les deux types de compteurs. La mise au point d'un dispositif de comptage à scintillation semble plus aisée pour une personne peu expérimentée que celle d'un dispositif à compteur de Geiger.

I-8.4. **Rendement des différents compteurs.**

On appelle rendement d'un compteur le rapport du nombre de particules comptées au nombre de particules ayant traversé le compteur.

a) Compteur de Geiger. — Le rendement est très voisin de l'unité pour les particules α, les protons et les électrons quelle que soit leur énergie.

Par contre le rendement est beaucoup plus faible pour les photons γ:

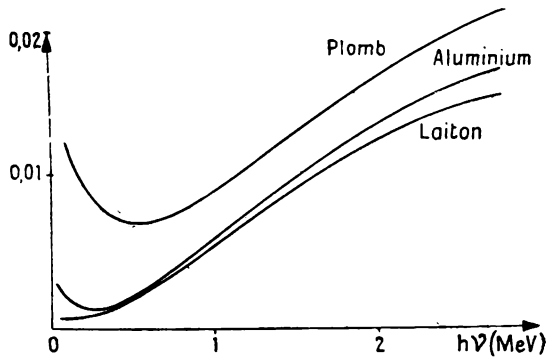


Fig. II-22. — Rendement d'un compteur de Geiger.

un photon γ ne sera compté que s'il chasse au moins un électron de la paroi du compteur. Aussi les compteurs destinés aux rayons γ doivent-ils avoir des parois assez épaisses (épaisseur au moins égale au parcours des électrons libérés). Ce rendement ne dépasse guère 1%.

b) *Compteur à cristal.* — La sensibilité aux γ est beaucoup plus élevée que celle d'un compteur de Geiger. Un quantum de 1 MeV libère 0,045 électron Compton dans un diamant de 2 mm et 0,06 électron dans un cristal d'Ag Cl de 2 mm.

c) *Compteur à scintillation.* — Leur rendement aux γ est excellent: 10% pour un cristal organique de 1 cm³, mais presque 100% pour un scintillateur minéral tel que NaI.

I-9. Compteurs à effet Cerenkov.

I-9.1. Effet Cerenkov.

D'une manière analogue à un projectile qui donne dans l'air une onde de choc si sa vitesse dépasse celle du son, une particule chargée se déplaçant dans un milieu matériel avec une vitesse V supérieure à la vitesse de phase $v = c/n$ de la lumière dans ce milieu y crée une onde lumineuse.

Cerenkov a découvert cet effet avec des électrons.

Les rayons lumineux font avec la vitesse de la particule un angle θ tel que:

$$\cos\theta = \frac{v}{V} \qquad (1)$$

Cet effet a été expliqué par la théorie électromagnétique classique par Franck et Tamm et par la mécanique quantique par Fermi : l'énergie perdue par la particule de charge ze, évaluée en quantas/cm, est, entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2:

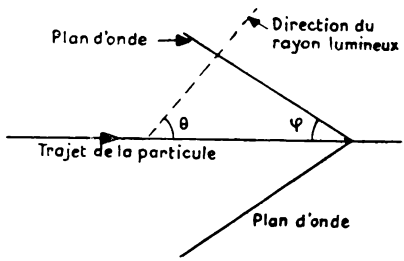


Fig. II-23

$$\frac{2\pi z^2}{137}\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)\left(1-\frac{c^2}{V^2n^2}\right); \qquad (2)$$

la couleur de la lumière émise est blanc bleuté. C'est cette couleur que l'on observe dans les piles du type piscine. Comme V doit dépasser c/n, l'énergie de la particule doit dépasser 0,15 MeV pour un électron, 280 MeV pour un proton, pour produire l'effet Cerenkov. Un électron de vitesse voisine de c donne 320 quantas/cm de parcours.

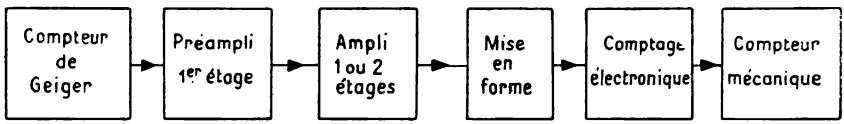
On utilise généralement une matière plastique transparente, telle que le plexiglas, placée en face d'un photomultiplicateur. L'énergie de la particule intervient dans la formule (2) par l'intermédiaire de V^2, mais la mesure de θ la donne avec une précision beaucoup plus grande. Les compteurs à effet Cerenkov formés d'un bloc de plexiglas et d'un photomultiplicateur sont employés surtout pour les protons et mésons de grande énergie.

I-10. Comptage des particules avec un compteur de Geiger ou avec un compteur à scintillations.

I-10.1. Amplification.

Actuellement on préfère diminuer le plus possible la constante de temps du circuit d'entrée lié à un compteur de Geiger, en abaissant à une valeur de l'ordre de 500 000 ohms et même moins la résistance R placée entre l'anode et le pôle positif de la haute tension. La perte de tension de l'impulsion d'entrée qui en résulte est facilement compensée en amplifiant davantage.

Dans le cas le plus simple, le schéma d'un dispositif de comptage est le suivant:



Le préamplificateur et le compteur sont enfermés dans un même blindage. Les impulsions de tension sur l'anode sont négatives et ont une durée de l'ordre de 10^{-6} seconde avec un compteur et un dispositif électronique bien agencé. Si l'on calcule le spectre de fréquence de l'impulsion par une intégrale de Fourier, on voit que pour reproduire acceptablement la forme de l'impulsion, l'amplificateur doit avoir une largeur de bande de 2 MHz. Il faudra donc que le préamplificateur et l'amplificateur soient construits suivant une technique voisine de celle des amplificateurs vidéo (à large bande): résistances de charge de l'ordre de 1000 ohms ou plus faibles, petite self en série, connexions courtes, pentodes de préférence. On tend à avantager les fréquences élevées en prenant des capacités de liaison et de découplage d'écran faibles.

I-10.2. Mise en forme.

Les dispositifs de comptage électronique ne fonctionnent sûrement que si la hauteur et la durée des impulsions qui doivent les déclencher sont suffisantes. Une amplification assez élevée donnerait bien une hauteur suf-

fisante, mais on préfère amplifier moins et déclencher des circuits de mise en forme par les impulsions amplifiées. Ces circuits donnent alors, à leur sortie des signaux toujours identiques en hauteur et en durée, quelle que soit la hauteur et la durée des impulsions à leur entrée. Les circuits de mise en forme consistent généralement en un univibrateur à double triode. Dans son état stable l'univibrateur a une triode d'entrée T_1 conductrice et une triode T_2 de sortie bloquée. En envoyant à T_1 une impulsion négative, T_1 se bloque et T_2 se débloque par suite du couplage existant entre T_1 et T_2. Ce nouvel état n'est pas stable et après une durée τ fonction des résistances, capacités et tensions d'alimentation HT et de polarisation, l'univibrateur revient à son état stable: T_1 conductrice, T_2 bloquée.

L'impulsion d'entrée a produit un signal rectangulaire de durée τ et d'amplitude V indépendantes de la forme de l'impulsion, V est de l'ordre de 50 volts.

Il existe de nombreux schémas d'univibrateurs différant par le mode de couplage entre T_1 et T_2 ou le mode de polarisation. L'impulsion d'entrée peut aussi être positive. On utilise parfois le signal rectangulaire obtenu pour déclencher un second univibrateur donnant une réponse de durée différente, ou, dans le cas où il n'y a pas plus d'une cinquantaine d'impulsions par seconde, pour déclencher par un thyratron un compteur du genre compteur téléphonique.

Voici deux exemples d'univibrateurs simples (1):

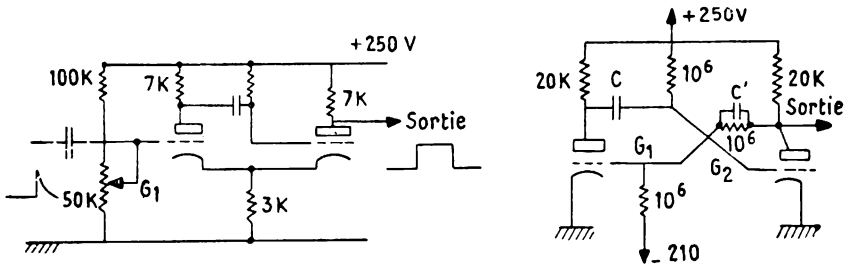


Fig. II-24 On peut déclencher par une impulsion positive sur G_1 ou une impulsion négative sur G_2.

I-10.3. **Echelles de 2^n et de 10^n.**

Les signaux rectangulaires issus du circuit de mise en forme (univibrateur et éventuellement préamplificateur) sont envoyés à un dispositif électronique qui va les compter et afficher à chaque instant le nombre de signaux reçus depuis le début du comptage. Pratiquement, les dispositifs de comptage utilisent soit la numération binaire, soit la numération décimale.

(1) J. MILLMAN et H. TAUB, *Pulse and Digital Circuits*, p. 87 et 175, édit. Mac Graw Hill. 1955.

I-10.3.1. ***Emploi de la numération binaire.*** — Les premiers dispositifs utilisés employaient uniquement la numération binaire, ce qui complique la lecture des résultats, mais ils ont l'avantage d'une vitesse de comptage très élevée. Ils comptent facilement par seconde 100 000 impulsions réparties au hasard et l'on est arrivé, au prix de légères complications, à réaliser des étages binaires comptant $5 \cdot 10^7$ impulsions équidistantes par seconde. Avec de tels dispositifs, c'est toujours le compteur de Geiger qui, par son temps mort, limite la vitesse de comptage. Aussi emploie-t-on de plus en plus les compteurs à scintillation.

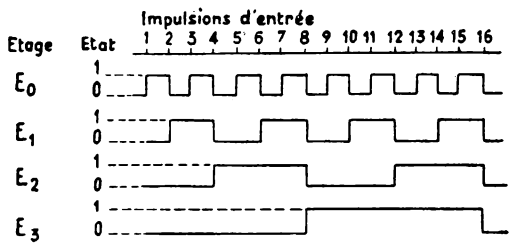


Fig. II-25

Chaque étage à double triode (ou pentodes) appelé bascule, échelle de 2, flip-flop, binaire..., possède deux états stables d'équilibre, l'état 0 et l'état 1. Dans l'état 0 le courant anodique de la triode T_0 est nul, dans l'état 1 ce courant anodique a la valeur i.

L'arrivée d'une impulsion fait passer de l'état 0 à l'état 1 puis une seconde impulsion ramène de l'état 1 à l'état 0 et ainsi de suite. A la sortie du premier étage E_0, on observe une succession de signaux rectangulaires dont le nombre de créneaux est la moitié du nombre des impulsions. Une impulsion sur deux provoque une augmentation de tension. Si l'on dérive ce signal rectangulaire au moyen d'un petit condensateur et d'une résistance, on obtient pour $2n$ impulsions à l'entrée de E_0, $2n$ impulsions dérivées dont n sont négatives et n sont positives. Si l'étage à bascule qui suit E_1 n'est sensible qu'*aux impulsions négatives*, il ne basculera *une* fois de son état 0 à l'état 1 que lorsque *deux* impulsions seront arrivées à E_0. On dérive à nouveau le signal à la sortie de E_1 et on envoie les impulsions dérivées à un 3e étage à bascule E_2.

Cet étage bascule 1 fois quand E_1 reçoit 2 impulsions de E_0, c'est-à-dire quand 4 impulsions arrivent à l'entrée. Une cascade de n tels étages à bascule est appelée échelle de 2^n. L'état électrique de chaque étage est facilement indiqué par des petites lampes à néon qui ne s'allument que si l'étage est dans l'état 1.

Comment remonter de la connaissance de l'état électrique des divers étages, au nombre d'impulsions reçues? Il faut simplement savoir convertir en système décimal un nombre lu en système binaire.

Le système décimal comporte 10 chiffres: 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9. Un nombre écrit en système décimal peut se développer en une somme de

puissances 10^n dont chacune est multipliée par le chiffre correspondant au rang $n-1$ à partir de la droite du nombre. Par exemple:

$$1957 = 1 \cdot 10^3 + 9 \cdot 10^2 + 5 \cdot 10^1 + 7 \cdot 10^0.$$

Le système binaire n'a que 2 chiffres: 0 et 1. Un nombre écrit en système binaire ne contient que des 0 et des 1, il se développe en somme de puissances 2^n multipliées par le chiffre correspondant au rang $n-1$ à partir de la droite du nombre.

Par exemple:

$$1957 = 1024 + 512 + 256 + 128 + 32 + 4 + 1$$
$$1957 = 2^{10} + 2^9 + 2^8 + 2^7 + 2^5 + 2^2 + 2^0$$

qui s'écrit donc en système binaire:

	1	1	1	1	0	1	0	0	1	0	1
rang−1 =	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0

Un nombre écrit en système binaire est plus encombrant qu'en système décimal, mais il possède un avantage pratique considérable:

Electriquement:

0 correspond à : aucun courant,
1 correspond à : le courant passe.

Les deux états 0 et 1 des montages à bascule correspondent immédiatement aux deux chiffres 0 et 1 nécessaires pour écrire les nombres en système binaire.

Considérons encore l'exemple des quatre étages E_0, E_1, E_2, E_3.

Nombre d'impulsions entrées sur E_0 (système décimal)	Etats des 4 étages				Nombre d'impulsions reçues, lu en système binaire, sur les tubes au néon
	E_3	E_2	E_1	E_0	
0	0	0	0	0	0000
1	0	0	0	1	0001
2	0	0	1	0	0010
3	0	0	1	1	0011
4	0	1	0	0	0100
5	0	1	0	1	0101
6	0	1	1	0	0110
7	0	1	1	1	0111
8	1	0	0	0	1000
9	1	0	0	1	1001
10	1	0	1	0	1010
11	1	0	1	1	1011
12	1	1	0	0	1100
13	1	1	0	1	1101
14	1	1	1	0	1110
15	1	1	1	1	1111
16	0	0	0	0	0000
17	0	0	0	1	0001

On voit qu'après la 15ème impulsion les quatre étages à bascule sont revenus à leur état initial: il faudrait un étage de plus pour lire correctement les nombres binaires 10 000 et 10 001 traduisant 16 et 17.

Voici un schéma d'une échelle de 16, comptant jusqu'à environ 100 000 impulsions par seconde. On augmente encore sa vitesse de comptage en plaçant des capacités de l'ordre de 50 pF aux bornes des résistances de liaison.

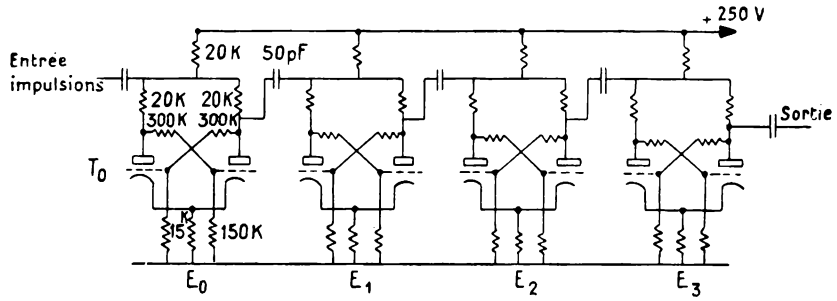


Fig. II-26

Ces montages sont utilisés non seulement pour le comptage des impulsions en physique nucléaire, mais:

1° pour les calculs dans les machines électroniques arithmétiques (digitales),

2° pour les mesures de fréquence d'oscillateurs,

3° pour les mesures d'intervalles de temps, à l'aide d'un oscillateur de fréquence connue, et par suite pour des mesures de vitesse,

4° pour les comptages d'objets dans l'industrie.

I-10.3.2. ***Emploi de la numération décimale.*** — On préfère de plus en plus lire dans le système décimal le nombre d'impulsions reçues par les étages à bascule. On y arrive de plusieurs manières:

a) On ramène le signal prélevé sur la sortie d'une échelle de 16, analogue à celle ci-dessus, aux grilles des premières triodes des étages E_1 et E_2. Ce retour de signal, au moyen d'une cinquième double triode, transforme l'échelle de 16 en une échelle de 10 (retour à l'état initial après 10 impulsions).

b) Sans avoir besoin d'ajouter à une échelle de 16 une cinquième double triode, on arrive au même résultat en introduisant une réaction entre l'anode de la première triode de E_3 et les grilles de E_1 et E_2 et réunissant à la sortie de E_2 la grille de la seconde triode de E_3 (1).

(1) Par exemple: R. KRETZMANN, *Montages électroniques industriels*, p. 34, Dunod, 1957.

c) Au moyen de nouveaux tubes électroniques spéciaux. Parmi ces tubes, citons le décatron, le trochotron et le tube E1T.

Le décatron [1] est un tube au néon à multiples électrodes intérieures. La décharge lumineuse forme une petite tache à la périphérie d'un cercle et à chaque impulsion elle avance d'un dixième de tour, soit 36°. La disposition des électrodes assure la stabilité de position de l'indication lumineuse, un cadran en forme d'anneau permet de lire de 0 à 9 le nombre des impulsions reçues par un tube décatron. On peut mettre plusieurs tels tubes en cascade pour faire des échelles de 100, 1 000, ... 10^6. Ce tube existe en plusieurs modèles, par exemple, l'EZ10 comptant jusqu'à 200 000 impulsions par seconde et l'EZ10B comptant jusqu'à 1 MHz.

Un autre tube, le trochotron [2] permet de compter jusqu'à $5 \cdot 10^6$ impulsions par seconde. C'est un tube à vide où les électrons émis par une cathode axiale sont soumis à un champ magnétique parallèle à la cathode et à des champs électriques produits par 10 anodes auxiliaires. Ce tube donne les indications à sa circonférence sur un écran fluorescent, il peut aussi fonctionner comme commutateur rapide à 10 directions.

En Europe, on emploie actuellement le tube E1T qui donne de bons résultats. Avec un montage très simple, il peut compter par seconde 10 000 impulsions réparties au hasard [3] et plus de 40 000 avec des dispositifs spéciaux [4]. Il affiche le nombre d'impulsions en chiffres lumineux allant de 0 à 9 à l'endroit où les électrons frappent, à travers un cache, un écran enduit d'une substance à phosphorescence bleu-vert.

Avec le décatron et le tube E1T, on place une double triode de remise en forme entre chaque étage, il y a néanmoins grande économie de volume et de pièces détachées par comparaison avec une échelle de 16, transformée en échelle de 10. Surtout le câblage est très simplifié.

Lorsque le nombre d'impulsions par seconde a été suffisamment abaissé par une échelle de 2^n ou 10^n, ou que les impulsions à compter ont une fréquence ne dépassant guère quelques dizaines par seconde, il est souvent économique d'utiliser un compteur mécanique, genre compteur téléphonique. Ce compteur pourra être commandé par l'intermédiaire d'une lampe de puissance ou d'un thyratron. Par exemple lorsqu'un nombre d'impulsions atteint 986 752, on pourra lire les trois chiffres de gauche 986 sur le compteur mécanique et les chiffres des centaines, dizaines et unités sur trois échelles électroniques de 1 000, 100, 10.

(1) J. H. L. Mc. Asulan et K. J. Brimley, *Electronics Engineering Manual*, VII, p. 46 et *Electronics* 26 nov. 1953, p. 138.

(2) A. G. Fitzpatrick, *Electronics*, 26 nov. 1953, p. 173.

(3) H. Croon, *Annales Univers. Sarrebruck*, 4-IV-1955, p. 261.

(4) E. J. van Barneveld, *Rev. Techn. Philips*, 16, 1955, p. 355.

Notons en passant qu'il est facile de faire fonctionner un système de comptage électronique en soustracteur. Il est également facile d'imposer électroniquement la durée t_{sec} pendant laquelle le comptage des particules aura lieu et d'arrêter automatiquement le comptage au bout du temps t. Pour cela deux dispositifs de comptage fonctionnent à la fois, l'un compte les impulsions dues aux particules, l'autre le nombre d'alternances de la tension du secteur. Quand l'indication de ce dernier atteint le nombre 50 t choisi d'avance, un relais arrête le comptage des particules.

Pour le détail des montages d'amplificateurs linéaires, de circuits de mise en forme, d'échelles de comptage, on consultera un livre d'électronique et les périodiques (1) (2).

I-11. Mesure de la vitesse de comptage.

Il est parfois commode de déterminer non pas le nombre de coups se produisant pendant une longue période, mais la vitesse de production des coups, c'est-à-dire le nombre de coups pendant un temps donné pris pour unité. Cette vitesse peut être obtenue avec les dispositifs habituels de comptage, mais il est plus simple de la déterminer directement (3) (4).

Un des dispositifs employés est le suivant: les impulsions sont amplifiées puis mises en forme de signaux rectangulaires positifs qui débloquent une pentode polarisée au cut-off. Son courant plaque moyen est proportionnel à la fréquence des coups. Le milliampèremètre qui mesure ce courant donne une déviation stable car il est mis en série avec une résistance de 10 000 ohms et un condensateur de 20 microfarads shunte le milliampèremètre et cette résistance.

I-12. Sélecteurs de coïncidences.

Lorsque les particules qui traversent un compteur deviennent rares, le mouvement du compteur gêne leur comptage. C'est en particulier le cas lors de l'étude du rayonnement cosmique. On est arrivé à réduire considérablement la gêne due aux mouvements propres des compteurs par l'emploi de sélecteurs de coïncidence. Des sélecteurs de coïncidences sont utilisés non seulement avec des compteurs de Geiger ou des compteurs de scintillations, mais dans bien d'autres dispositifs où l'on veut sélectionner parmi beaucoup d'autres une impulsion à l'aide de la cause qui la produit.

Plusieurs montages de sélecteurs de coïncidences sont possibles: par exemple, on peut envoyer les impulsions A sur la grille de commande et

(1) *Journal de Physique*, Paris.
(2) *Review of Scientific Instruments*, U.S.A.
(3) N. S. GINGRICH, R. D. EVANS, H. E. EDGERTON, *Rev. Sci. Instruments*, 7, 1936, p. 441.
(4) H. L. SCHULTZ, *Rev. Sci. Instruments*, 18, 1947, p. 223.

les impulsions B sur la grille suppresseuse d'une pentode préalablement bloquée. Elle ne se débloquera que si une impulsion A et une impulsion B (positives) surviennent au même instant. Ce dispositif simple a l'inconvénient de ne sélectionner les coïncidences qu'entre deux impulsions à la fois. Il est possible de sélectionner des coïncidences doubles, triples, quadruples avec des montages à plusieurs tubes, tel est par exemple le dispositif de Rossi.

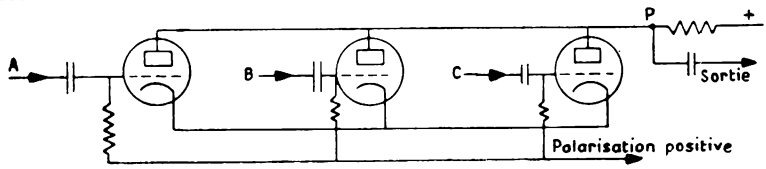


Fig. II-27

En l'absence d'impulsions, les trois tubes électroniques débitent un courant anodique important. Si trois impulsions négatives arrivent simultanément en A, B, C (coïncidence triple), les trois courants anodiques sont coupés et le potentiel du point P remonte de plus d'une centaine de volts.

Ce dispositif a de nombreuses variantes (1).

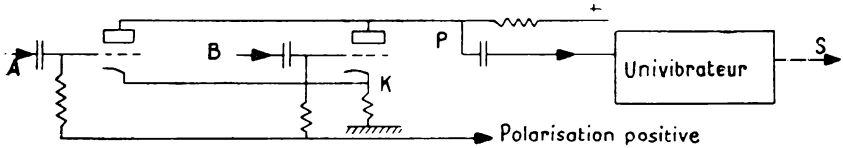


Fig. II-28

Celle ci-dessus, de fonctionnement non linéaire, donne de bons résultats et peut être étendue à sélectionner des coïncidences triples, quadruples...

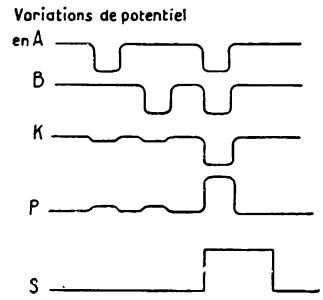


Fig. II-29

Les sélecteurs de coïncidences augmentent la précision du comptage des particules rares (2). En particulier ils sont employés pour photographier les trajectoires des particules cosmiques dans une chambre de Wilson. C'est la particule à photographier qui déclenche elle-même la détente de la chambre et le flash grâce à un sélecteur détectant les coïncidences entre un compteur situé au-dessus et un compteur situé au-dessous de la chambre.

(1) G. VALLADAS, *Journ. de Physique*, 12, 1951, p. 58 A.

(2) Si les particules à compter ont une énergie bien définie, on augmente encore la sensibilité en leur associant un sélecteur d'amplitude. Voir A. J. FREEDMAN, E. C. ANDERSON, *Manual of Nuclear Instrumentation*, 1957, p. 25, Mc Graw Hill.

I-13. Sélecteur d'anti-coïncidences.

Dans certaines recherches il est nécessaire de ne pas compter des impulsions A si elles se produisent en coïncidence avec d'autres B. On utilise alors un sélecteur d'anti-coïncidences qui rend inopérantes pour le comptage les impulsions A en coïncidence avec les impulsions B. Pour cela on change électroniquement le signe des impulsions B et on envoie sur la grille d'un même tube bloqué les impulsions A positives et les impulsions B rendues négatives. Lorsqu'elles se produisent au même instant il y a compensation des tensions et aucune tension à la sortie, les impulsions B laissent le tube bloqué, les impulsions positives A qui ne coïncident pas avec B agissent seules, débloquent le tube et sont comptées. Là encore de nombreuses variantes existent.

I-14. Sélecteur de coïncidences retardées.

On peut être amené à rechercher si des impulsions de tension provenant de deux compteurs A et B différents et n'arrivant pas au même instant dans un appareil sont dues à une même cause. On donnera par des moyens électroniques un retard aux impulsions issues du compteur A et on recherchera si ces impulsions retardées se produisent en coïncidence avec les impulsions du compteur B.

Ce problème se pose en physique nucléaire lorsque l'on cherche si un bombardement par des particules provoque une transmutation dans la cible avec formation d'un noyau instable se décomposant après un temps Δt avec émission d'une autre particule ou de rayonnement.

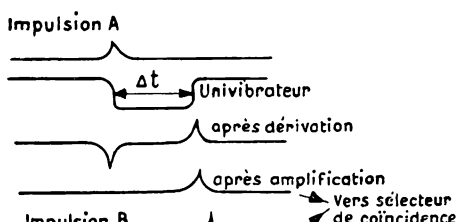


Fig. II-30

Le compteur A est déclenché par les particules incidentes, on retarde ses impulsions pour rechercher leurs coïncidences avec celles du compteur B qui compte les particules provenant du noyau instable créé par les premières.

Si l'on veut rechercher des coïncidences entre particules cosmiques arrivant sur des compteurs placés en des points assez écartés, quelques centaines de mètres par exemple, la durée de transmission des impulsions jusqu'aux dispositifs de comptage est élevée, de l'ordre de 1 à 2 microsecondes. On la compense en retardant de la même durée les impulsions A du compteur de référence placé près du dispositif de comptage par coïncidence. Ce

retard s'obtient (1) en déclenchant par A un univibrateur dont on dérive ensuite le signal de sortie, seule la pointe positive est amplifiée et acheminée comme B vers le sélecteur de coïncidence.

D'autres dispositifs existent (2) réalisant une véritable exploration des coïncidences possibles en fonction du retard. Parmi eux, citons les chronotrons permettant de connaitre ce retard à $2 \cdot 10^{-9}$ s près (3) (4) au moyen de deux lignes à retards légèrement différents.

I-15. **Erreurs de comptage.**

Les tubes électroniques et les circuits n'introduisent guère d'erreurs de comptage s'ils sont bien réalisés et en particulier si leurs tensions d'alimentation sont bien stabilisées (haute tension, polarisation et même chauffage). Ceci exige l'emploi de dispositifs à fer saturé (qui stabilisent la tension du secteur à 1 volt près) suivis de redresseurs avec régulateurs à pentodes.

Par contre, les compteurs de Geiger-Müller introduisent dans le comptage des erreurs par défaut parce que leur temps de résolution $t_{rés}$ n'est pas nul. Il en est de même avec les compteurs à scintillation parce que les dispositifs électroniques et spécialement les sélecteurs d'amplitude du commerce ont un temps de résolution de l'ordre de la microseconde. Soit n_0 le nombre de coups à compter par seconde (il serait indiqué si $t_{rés}$ était nul) et n le nombre de coups observé en réalité.

Sur un intervalle de 1 seconde, le dispositif est insensible pendant une durée $n\,t_{rés}$ et fonctionne seulement pendant $1 - nt_{rés}$.

$$n = n_0(1 - n\,t_{rés}) < n_0$$

ou:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 t_{rés}}.$$

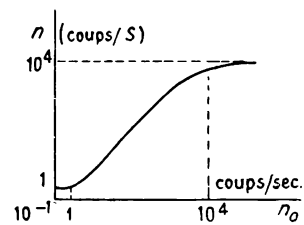


Fig. II-31

L'erreur relative sur n est $\frac{n - n_0}{n} = -n_0 t_{rés}$. Elle croît avec n_0 mais la correction est délicate parce que le temps mort du compteur décroît quand le nombre n de coups croît. L'emploi de dispositifs électroniques, qui diminue beaucoup le temps mort et rend le temps de résolution plus indépendant du nombre de coups, est favorable. Par exemple avec un temps de

(1) E. PICARD, A. ROGOZINSKI et M. SURDIN, *Journ. de Physique* 12, 1951, p. 854.
(2) W. C. ELMORE et M. SANDS, *Electronics Experimental Techniques*, Mc Graw Hill, 1949, p. 267
(3) G. A. MORTON, *L'électronique nucléaire*, p. 10 édit. AIEA, Vienne, 1959.
(4) J. DUCLOS *L'électronique nucléaire*, p. 243, édit. AIEA, Vienne, 1959.

résolution de 190 microsecondes, un nombre de coups n_0 de 1 000 par seconde est connu avec une erreur de 10%. L'erreur tombe à 0,2% seulement avec un temps de 10 microsecondes. Avec les sélecteurs de coïncidence également, il y a tout intérêt à diminuer le temps de résolution.

Une autre cause d'incertitude est due à la nature même des phénomènes de radioactivité. Les particules α (ou β) arrivent au hasard et l'erreur relative commise sur le nombre de particules traversant le compteur par seconde croît si la durée du comptage diminue.

Le calcul des probabilités permet d'évaluer les erreurs commises. Soit n_1 un nombre de particules tel qu'on le calculerait en divisant le nombre total N_1 des particules comptées pendant un grand nombre d'expériences identiques, par le nombre p de ces expériences.

Soit n le nombre de particules dans une de ces expériences. Une formule due à Poisson donne la probabilité P_n d'apparition du nombre n:

$$P_n = \frac{n_1^n}{n!} e^{-n_1}.$$

Par la formule de Stirling on obtient:

$$n! \# \sqrt{2\pi n}\, n^n e^{-n} \left(1 + \frac{1}{12n}\right).$$

La probabilité maxima, P_{max}, est celle d'apparition de n_1:

$$\frac{P_n}{P_{n\,1\,max.}} \# \frac{\sqrt{2\pi n_1}}{\sqrt{2\pi n}} \left(\frac{n_1}{n}\right)^n e^{n-n_1},$$

$$\frac{P_n}{P_{max.}} \# \left(\frac{n_1}{n}\right)^n e^{n-n_1}.$$

Un exemple numérique illustrera les erreurs possibles. Supposons que dans une expérience on ait compté 1 000 particules et que le nombre de particules compté en faisant la moyenne d'un très grand nombre d'expériences soit n_1. Le rapport de la probabilité de trouver 1 000 à la probabilité de trouver n_1 est P_{1000}/P_{n_1}:

n_1, nombre vrai possible	P_{1000}/P_{n_1}
1000	1
1010	0,9
1020	0,8
1050	0,3
1100	0,03
1125	0,01

On voit qu'il y a, en comptant 1 000 particules, une probabilité encore forte que le nombre n_1 soit 1 020 (la probabilité est sensiblement la même pour que n_1 soit 980). La conclusion pratique est que l'on n'augmentera la précision relative qu'en comptant davantage de particules, donc en augmentant la durée de l'expérience.

Une étude mathématique détaillée des erreurs dues aux fluctuations des phénomènes radioactifs et aux temps de résolution des circuits nous entraînerait trop loin. On consultera au besoin le livre d'Evans (1).

I-16. Chambre de Wilson.

I-16.1. Principe.

La chambre de Wilson, à la différence de tous les dispositifs étudiés précédemment dans ce chapitre, a l'avantage considérable de montrer la trace des particules. Son principe est le suivant: faire condenser à l'état de gouttelettes une vapeur sursaturée sur le trajet d'une particule ionisante.

Considérons un gaz saturé d'humidité et refroidissons-le en le détendant à peu près adiabatiquement. On appelle rapport de détente le rapport:

$$r = \frac{\text{volume du gaz après détente}}{\text{volume du gaz avant détente}}.$$

L'expérience faite avec de l'air saturé de vapeur d'eau à la température ordinaire donne les résultats suivants:

$r > 1{,}38$	toute la vapeur se condense en brouillard,
$1{,}31 < r < 1{,}38$	la vapeur se condense en gouttelettes seulement sur les poussières en suspension et sur les ions des deux signes,
$1{,}25 < r < 1{,}31$	la vapeur se condense seulement sur les poussières et sur les ions négatifs,
$1 < r < 1{,}25$	aucune condensation n'a lieu.

Après quelques détentes, les poussières s'éliminent entraînées par les gouttelettes d'eau et seuls les ions provoquent des condensations tout le long de leur trajectoire. L'expérience montre que l'on peut utiliser un rapport de détente plus faible en remplaçant la vapeur d'eau par de la vapeur d'alcool.

C'est ce phénomène de condensation marquant la trace de particules ionisantes, donc chargées et en mouvement, que C.T.R. Wilson a utilisé systématiquement et avec un grand succès pour l'étude des particules (planche II).

(1) *The Atomic Nucleus*, par Robley. D. EVANS, p. 746-818, Mc Graw Hill, 1955.

I-16.2. Réalisation. Méthodes d'observation.

Les chambres Wilson actuelles comprennent une enceinte étanche plate E, fermée sur une face par une glace G, de l'autre par une membrane déformable M en caoutchouc. Le recul de cette membrane refroidit le gaz saturé de vapeur d'eau ou d'alcool contenu dans la chambre. Avant même la fin de la détente le refroidissement suffit pour que la condensation se produise sur les traces des particules ionisantes qui traversent la chambre.

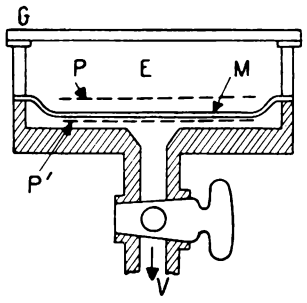


Fig. II-32
P, P' tôles perforées limitant la course de la membrane M, V, canalisation de vide.

Après une détente, la chambre est débarrassée des gouttelettes formées sur les ions, au moyen d'un champ électrique continu établi entre des fils parallèles tendus en son intérieur. Ce champ est supprimé pendant les détentes pour éviter de séparer les ions des deux signes, ce qui élargirait les traces.

Actuellement, l'observation se fait toujours par photographie, généralement stéréoscopique à l'aide d'un miroir. On voit ainsi les trajectoires des particules dans l'espace, ce qui permet des calculs beaucoup plus précis que si on les confondait avec leur projection plane.

Le rendement des chambres de Wilson en résultats intéressants a été accru considérablement quand Rossi a eu l'idée de faire déclencher la détente et la prise de vue par les particules qui traversent la chambre. Deux compteurs de Geiger-Müller C_1 et C_2 sont situés de part et d'autre de la chambre et réunis à un amplificateur à coïncidence. Si une particule, cosmique par exemple, traverse C_1 et C_2 (et la chambre), elle donne à la sortie de l'amplificateur une impulsion suffisante pour déclencher, par l'intermédiaire d'un thyratron, le recul de la membrane qui sensibilise la chambre et le flash qui éclaire la chambre. Ce flash est produit soit par un tube à mercure à haute tension L, soit par une lampe au xénon. Le retard optimum du flash sur la détente est de 0,06 à 0,1 seconde.

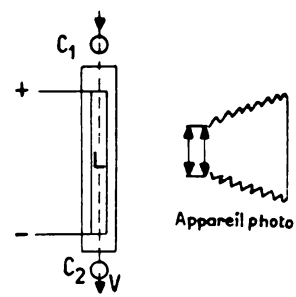


Fig. II-33

La mesure de la vitesse de particules de masse connue se fait en disposant de part et d'autre de la chambre de Wilson deux bobines d'Helm-

holtz parcourues par un courant continu (1). Dans le champ magnétique uniforme qui règne dans la chambre, la trajectoire d'une particule est une circonférence dont le rayon permet de calculer la vitesse, donc l'énergie, si la masse est connue.

Lorsqu'on ne connaît pas le signe de la charge d'une particule, il est nécessaire de savoir si une trajectoire courbe obtenue est celle d'une particule positive ou d'une particule négative se déplaçant en sens inverse. Il suffit de placer dans la chambre normalement à la trajectoire une lame mince, de plomb par exemple, qui ralentit la particule.

La trace des particules dans la chambre est formée de gouttelettes d'eau d'abord très fines puis qui grossissent en se rassemblant. La largeur d'une trace dépend essentiellement, pour une chambre donnée, de la charge et de la vitesse de la particule mais non de sa masse. Ce sont, à charge égale, les particules les plus lentes qui donnent les traces les plus larges: débris de fission, noyaux de recul, rayons α, protons. Si une particule a une faible vitesse, la largeur de sa trace indique sa vitesse. La courbure de la trajectoire dans un champ magnétique donnerait alors sa masse si on ne la connaissait pas. On pourrait donc calculer l'énergie cinétique de la particule.

I-16.3. **Chambre à diffusion continue.**

A chaque détente, une chambre de Wilson est capable de déceler des particules seulement pendant 1/10 à 1/100 de seconde. On peut faire une détente toutes les vingt secondes environ. La chambre n'est donc sensible qu'une très faible fraction du temps. Maier-Leibnitz a augmenté cette fraction en effectuant la détente en deux fois, ce qui rend la chambre sensible pendant une durée de l'ordre de la minute.

On a maintenant réalisé des *chambres à diffusion continue* à fonctionnement permanent par gra-

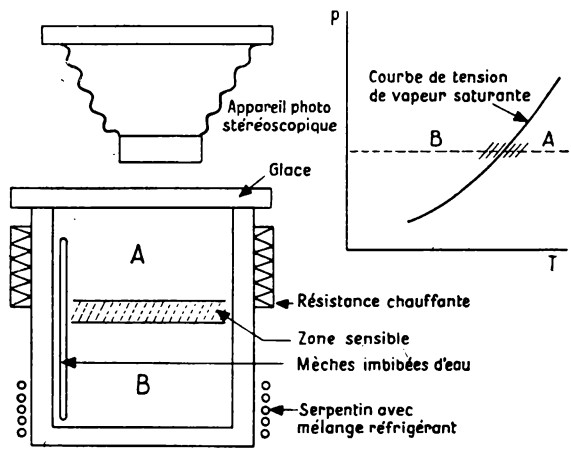


Fig. II-34

(1) Ces bobines utilisent la propriété suivante. Si deux spires circulaires parallèles de rayon R sont écartées de R, le champ magnétique varie très peu autour du centre de symétrie.

dient vertical de température. La figure II-34 donne le schéma d'une telle chambre réalisée à Doubno (U.R.S.S.). Dans la région B la vapeur va se condenser, dans la région A elle s'évapore.

Il y a une zone horizontale de transition (en hachures sur le dessin) où la vapeur ne se condense que sur les trajectoires des ions.

I-17. Chambre à bulles.

Dans la chambre de Wilson une particule ionisante provoque sur sa trajectoire la condensation d'une vapeur qui est à une pression supérieure à la tension de vapeur saturante: un faux équilibre cesse.

Inversement dans un liquide surchauffé, une particule ionisante provoque sur sa trajectoire l'apparition de bulles. En éclairant suffisamment tôt après le passage de la particule, on peut voir et photographier le long de sa trajectoire un chapelet de bulles d'une grande finesse. Ce phénomène a été découvert en 1952 par l'Américain D. Glaser.

Bien entendu, en plaçant le liquide surchauffé dans un champ magnétique, la courbure des trajectoires, dessinées par les bulles, renseigne sur l'énergie cinétique des particules.

Près de la température ordinaire, on peut employer du propane. On le porte à 60°C sous une pression de 30 atmosphères (point A, qui représente un état stable).

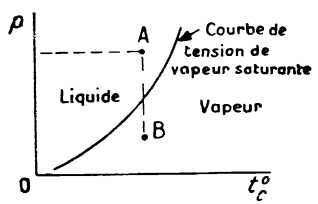


Fig. II-35

On diminue cette pression à 12 atmosphères (point B). Le propane devrait se vaporiser, mais il reste à l'état instable de liquide surchauffé et montre alors, en chapelets de bulles, les trajectoires des particules ionisantes.

Il est également très intéressant de réaliser des chambres à bulles à hydrogène liquide, car seuls des protons sont rencontrés par les particules qui bombardent la chambre et l'interprétation des phénomènes est facile.

Les avantages des chambres à bulles sont les suivants:

1° la densité de la matière rencontrée est beaucoup plus élevée que dans les chambres de Wilson, donc sensibilité plus élevée,

2° les bulles grossissent très vite, on peut donc les photographier très tôt après le passage d'une particule, le chapelet de bulles n'a pas encore été déformé par des mouvements de convection du liquide,

3° on peut répéter les détentes beaucoup plus souvent qu'avec une chambre de Wilson. La fraction du temps utilisée pour déceler des particules est donc plus élevée.

4° les rencontres des particules avec les protons y sont fréquentes,

5° le volume de la chambre peut atteindre plusieurs m^3.

I-18. Chambre à étincelle.

En 1960, on a réussi à employer le compteur à étincelle comme *chambre à étincelle* montrant la trajectoire des particules ionisantes.

La chambre à étincelle possède deux groupes de fils métalliques parallèles situés dans un même plan. Tous les fils de rang impair sont réunis à un point A, ceux de rang impair à un point B.

On place avant et après la chambre deux compteurs rapides montés en coïncidence. Si une particule les traverse tous les deux (ainsi que la chambre) le dispositif à coïncidence déclenche une courte impulsion de 10 kilovolts qui est appliquée entre A et B. L'étincelle qui se produit alors entre les deux groupes de fils suit la trajectoire de la particule grâce au sillage d'ions que celle-ci a laissé derrière elle. On peut ainsi photographier cette trajectoire et observer jusqu'à un million de particules par seconde.

I-19. Chambre à luminescence.

A la suite des progrès des tubes amplificateurs de brillance, il est devenu possible d'utiliser la lumière produite par le passage d'une particule dans un scintillateur, non seulement à la compter, mais à voir et à photographier sa trajectoire et, en particulier, de voir s'il y a d'autres particules créées. Zavoisky et ses collaborateurs ont ainsi créé la chambre à luminescence (1).

Un tube amplificateur de brillance comprend une photocathode dont les photoélectrons sont accélérés par une différence de potentiel de 10 à 30 kV et guidés soit par un champ électrique, soit par un champ magnétique jusqu'à un écran fluorescent sur lequel ils donnent point par point une image de la photocathode.

Le gain: $\dfrac{\text{nombre des photons sortant de l'écran}}{\text{nombre des photons tombant sur la photocathode}}$

va de 30 à 100 suivant les tubes.

Comme l'amplification nécessaire pour rendre visible ou photographiable le parcours d'une particule dans un scintillateur est de l'ordre de 40 000, il est nécessaire de mettre en cascade plusieurs tubes amplificateurs

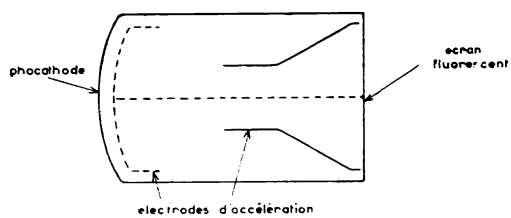


Fig. II-35 bis

(1) E. K. Zavoisky, G. E. Smolkin, A. G. Plaklov, M. M. Butslov. Doklady Acad. Sci. U.R.S.S 100, 1955, p. 241.

de brillance, ou d'employer des tubes spéciaux ayant en cascade dans la même enveloppe de verre: photocathode — écran fluorescent — photocathode — écran fluorescent — photocathode — écran fluorescent.

Il existe deux types de chambre à luminescence, les chambres homogènes et les chambres à filaments scintillateurs.

Une chambre homogène consiste en un scintillateur suivi d'un objectif et de plusieurs tubes amplificateurs de brillance (fig. II-35 ter).

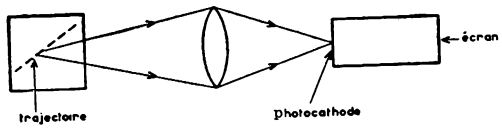


Fig. II-35 ter

Une chambre à filaments est formée de faisceaux de filaments de substance scintillatrice Na I activé au Tl par exemple. Chacun d'eux amène, par réflexion totale jusqu'à son extrémité, la lumière produite par scintillation.

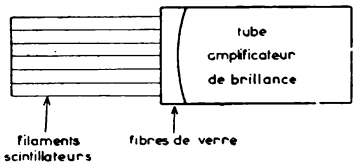


Fig. II-35 quater

Des fibres de verre peuvent servir d'intermédiaire entre la photocathode et l'extrémité plate du faisceau de fibres.

Les chambres à luminescence donnent des images moins fines que celles des chambres de Wilson, mais ont l'avantage d'un temps de résolution de 10^{-6} à 10^{-7}s au lieu d'environ 1 s.

La photographie peut être, comme avec une chambre de Wilson, commandée automatiquement par un compteur (1).

I-20. Les émulsions nucléaires.

On sait depuis bien longtemps que la plaque photographique est sensible à certaines particules, puisque c'est par ce moyen qu'Henri Becquerel découvrit la radioactivité. C'est M^lle Blau puis Powell qui ont montré tout le parti que l'on pouvait tirer des trajectoires de particules. Une particule ionisante chasse des électrons des molécules Ag Br et laisse ainsi une image latente de sa trace. Un développement ultérieur par un révélateur classique donne des grains noirs d'argent tout le long de la trace de la particule.

(1) M. L. Perl et L. W. Jones, *Nucleonics*, 18, 1960 p. 92.

Des plaques spéciales, appelées émulsions nucléaires, ont été mises au point par Kodak et surtout par Ilford. Ces émulsions sont beaucoup plus épaisses (100 à 600 microns) que les émulsions ordinaires et ont un grain très fin. Lallemand les a utilisées pour la photographie électronique (1). La trace des particules y est courte, généralement une fraction de millimètre, on l'observe au microscope binoculaire en variant la mise au point pour tenir compte de l'inclinaison.

Pour suivre dans l'espace les traces de particules très obliques, on remplace la plaque nucléaire par un empilement de films sensibles. On atteint des volumes d'émulsion de l'ordre du litre.

Une émulsion nucléaire est en quelque sorte équivalente à une chambre de Wilson fonctionnant en permanence. L'image latente subsiste environ deux mois. On peut donc, avant développement, exposer l'émulsion aux particules pendant deux mois et ainsi enregistrer beaucoup de particules et d'événements intéressants qu'elles provoquent dans l'émulsion. Parmi ces événements, il faut citer les *étoiles*, véritable explosion d'un noyau rencontré par une particule cosmique de grande énergie. Notons que c'est avec une émulsion nucléaire que l'on a découvert la production artificielle des mésons π par bombardement de cibles par des particules α de grande énergie.

On a cherché à tirer des émulsions nucléaires des renseignements quantitatifs, en particulier sur la masse et la vitesse des particules dont elles montrent les traces. Ceci peut se faire par plusieurs méthodes (2) (3) (4): comptage des grains d'argent par unité de parcours ou, ce qui semble plus précis, comptage des lacunes le long du parcours, évaluation photométrique du noircissement. Ces méthodes ont déjà donné des résultats très intéressants, en particulier pour l'étude des mésons.

La longueur de parcours des particules dans l'émulsion renseigne sur leur énergie et s'il s'agit de rayons α permet d'identifier le noyau qui les a émis (voir planche XIII).

Les particules chargées peuvent arracher des électrons du cortège des atomes rencontrés, ces électrons constituent les rayons δ visibles dans l'émulsion comme traces courtes partant de la trace épaisse de la particule.

(1) A. LALLEMAND, *L'Age Nucléaire*, I, 1957, n° 5, p. 23-26.

(2) G. KAYAS, *Journ. de Physique*, 15, 1954, p. 34.

(3) Mlle A. ORKIN-LE COURTOIS, MM. T. F. NOANG, D. MORELLET, G. KAYAS, *Journ. de Physique* 16, 1955, p. 16 S.

(4) G. PHILBERT, *Comptes Rendus* 241, 1955, p. 944 et 243, 1956, p. 36.

CHAPITRE II

LES PARTICULES

II-1. Généralités.

Il est difficile aujourd'hui de donner un tableau d'ensemble des particules élémentaires. Ceci pour deux raisons:

1° la notion de particule élémentaire, c'est-à-dire conservant toujours une individualité bien définie, s'estompe parce que des transformations de particules en d'autres ont lieu, soit par choc de deux particules, soit parce qu'une particule n'est pas stable;

2° un grand nombre de particules ont été découvertes depuis quelques années, la plupart en étudiant le rayonnement cosmique par la nouvelle technique des émulsions nucléaires. On ne connaît encore que mal les caractéristiques de certaines de ces particules, d'une part l'existence même d'un nombre élevé de particules nouvelles, les mésons, se transformant les uns dans les autres, et de particules plus lourdes que le proton, d'autre part l'absence de théorie prévoyant avec précision l'existence de toutes ces particules, gênent pour en dresser un tableau ordonné et logique.

Nous avons déjà vu à propos des électrons et des nucléons que la masse et la charge étaient des caractéristiques fondamentales des particules. Il en est de même de la valeur de leur spin, évalué en prenant h pour unité. Certaines particules qui ont un spin ont un moment magnétique, tel est le cas du proton et du neutron, bien que celui-ci ne possède pas de charge.

II-2. Durée de vie.

Un certain nombre de particules ne sont pas stables, du moins si elles se trouvent isolées hors d'un noyau. Leur probabilité de disparition ne dépend pas de leur âge, aussi la proportion de particules qui disparaît par unité de temps reste constante.

Si n désigne le nombre des particules, il en disparaît $\mathrm{d}n$ pendant le temps $\mathrm{d}t$:

$$\mathrm{d}n = -n\lambda\,\mathrm{d}t,$$

et en intégrant nous trouvons:

$$n(t) = n(0)\,e^{-\lambda t};$$

λ est appelée la constante radioactive.

On considère aussi la période T, appelée improprement demi-vie. T est le temps au bout duquel le nombre des particules a diminué de moitié:

$$n(T) = \frac{1}{2}n(0) = n(0)\,e^{-\lambda T},$$

d'où:

$$T = \frac{\text{Log}\,2}{\lambda} = 0{,}693/\lambda.$$

Une particule peut se désintégrer dès sa naissance ($t = 0$) ou au bout d'un temps très long ($t = \infty$). Le nombre de particules qui se désintègre entre t et $t + dt$ est:

$$-dn = +\lambda n(0)\,e^{-\lambda t}\,dt.$$

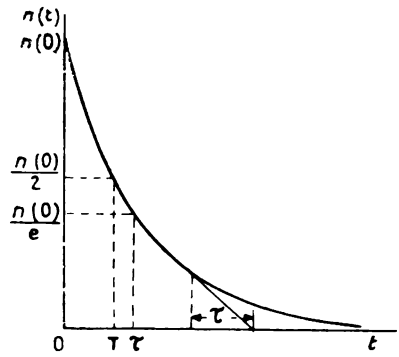


Fig. II-36

Ces particules ont eu leur vie comprise entre t et $t + dt$. La vie moyenne τ d'une particule est donc:

$$\frac{1}{n(0)}\int_0^\infty -dn\,.\,t = \frac{1}{n(0)}\int_0^\infty \lambda n(0)\,t\,e^{-\lambda t}\,dt = \frac{1}{\lambda}\int u\,e^{-u}\,du,$$

en posant $u = \lambda t$

Or

$$\int_0^\infty u\,e^{-u}\,du = [-e^{-u}(u+1)]_0^\infty = 1.$$

La vie moyenne d'une particule est donc:

$$\tau = 1/\lambda, \qquad \tau = 1{,}44\,T.$$

On peut remarquer qu'au bout du temps τ le nombre de particules est divisé par e car:

$$n(\tau) = n(0)\,e^{-1} = 0{,}368\,n(0).$$

L'emploi de papier semi-logarithmique transforme la courbe (n, t) en droite puisque:

$$\text{Log}\,n(t) = \text{Log}\,n(0) - \lambda t.$$

II-3. **Classification des particules.**

En l'absence d'une théorie générale servant de guide, on a présenté bien des classifications des particules. Par exemple, on les divisa en particules bien connues: photon, électrons, proton, neutron, particules moins bien

connues: mésons légers, neutrino et particules «étranges», les mésons lourds et les hypérons. On peut aussi les classer suivant le signe de leur charge électrique, ou suivant leur masse. C'est cette dernière grandeur que nous utiliserons.

II-4. Les antiparticules.

On a remarqué précédemment qu'il existe souvent des particules de même masse mais de charge électrique oppcsée: électron et positon, mésons π^+ et π^-, mésons μ^+ et μ^-, etc.

On considère comme théoriquement possible l'existence de deux particules de même masse et de charges opposées si elles en possèdent une, par exemple proton et antiproton. La particule et son antiparticule diffèrent également en ce que leurs moments magnétiques sont orientés en sens inverse par rapport au spin, exemple: neutron et antineutron.

En 1955, on a réussi à Berkeley à produire des protons négatifs ou antiprotons (1). Pour cela, des protons d'une énergie de 6,2 GeV bombardent du cuivre. L'énergie cinétique du proton se matérialise en donnant un couple proton-antiproton. Le proton négatif est stable par lui-même mais disparaît lorsqu'il rencontre un proton. Ils donnent alors des mésons. En 1956, également à Berkeley, l'antineutron a été découvert en envoyant des antiprotons sur de l'hydrogène liquide.

II-5. Particules de masse négligeable.

II-5.1. Photon.

Nous avons déjà vu au chapitre IV de la première partie quelques propriétés du photon.

II-5.1.1. ***Production.*** — Le photon prend naissance, nous le savons, quand dans un atome excité un électron revient à un état d'énergie plus faible, ou quand un électron rapide est freiné au voisinage d'un noyau (Bremsstrahlung). D'autre part, dans de nombreuses transformations radioactives, des photons γ sont émis par le noyau. Deux photons sont produits par *dématérialisation*:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2h\nu.$$

II-5.1.2. ***Propriétés.*** — Nous rappelons que, bien qu'ayant une masse au repos nulle, le photon possède une quantité de mouvement $h\nu/c$.

Les lois de conservation du moment cinétique et du caractère statistique (II-9.6 et II-9.7), appliquées à des transmutations déclenchées par des photons ont montré que le photon avait un nombre de spin $s = 1$ et était un boson. Sa parité est paire.

(1) CHAMBERLAIN, SERGE, WIEGARD et YPSILANTIS, *Phys. Review*, 100, 1955, p. 947.

II-5.1.3. ***Disparition.*** — Comme nous l'avons vu, un photon peut disparaître, soit par absorption dans la matière en portant un électron à un niveau plus élevé, soit par effet photoélectrique, soit par effet Compton.

Nous verrons qu'un photon γ peut aussi disparaître en créant un électron positif et un électron négatif:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-,$$

Cette paire d'électrons est appelée *paire de matérialisation.* Elle exige la condition:

$$h\nu \geqslant 2\, m_0 \cdot c^2;$$

l'énergie rayonnée devient matière. Le processus inverse existe (II-6.1.3 et II-5.1.2).

II-5.1.4. ***Mise en évidence.*** — Ne possédant aucune charge électrique, le photon n'ionise pas les molécules qu'il rencontre. Cependant, il peut ioniser indirectement si son énergie est suffisante: il crée des photoélectrons qui, eux, peuvent ioniser parce qu'ils sont chargés. La mise en évidence des photons se fera par effet photoélectrique ou par la plaque photographique.

L'étude de la répartition de l'énergie des photons γ ou X se fait au spectromètre à rayons γ (page 379).

II-5.2. **Neutrino.**

Le neutrino est une particule neutre, sans masse appréciable, dont l'existence a été introduite tout d'abord pour rétablir dans certaines transformations nucléaires la conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement ou du moment cinétique que l'expérience trouvait en défaut.

Voici un exemple de réaction nucléaire où l'existence du neutrino est nécessaire pour sauvegarder cette conservation. Un noyau de glucinium instable $^{7}_{4}Be$ peut capturer (1) un électron de la couche K, il devient un noyau de $Z = 3$, donc de lithium. Comme il s'agit d'un propre électron de l'atome de Be, la conservation de la quantité de mouvement exigerait que l'atome de Li formé restât immobile si l'on avait simplement:

$$^{7}_{4}Be + e_K \rightarrow {}^{7}_{3}Li.$$

Or l'expérience, faite par Allen, lui a montré que le noyau Li recule. Il faut donc, pour maintenir la conservation de la quantité de mouvement, écrire:

$$^{7}_{4}Be + e_K \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \text{neutrino};$$

(1) Cette capture K est prouvée par l'émission ultérieure d'une raie K du spectre X de Li quand le cortège électronique de l'atome de Li créé reprend un état plus stable.

le neutrino emportant une quantité de mouvement opposée à celle de l'atome de Li, la somme de ces deux quantités est nulle comme celle du premier membre.

Le neutrino est spécialement indispensable pour expliquer que le spectre d'énergie des électrons β est continu (1). On est obligé d'admettre qu'à la sortie du noyau radioactif chaque électron β est accompagné d'un neutrino:

$$\begin{array}{ccccccc} {}^{1}_{0}n & \rightarrow & {}^{1}_{1}H^{+} & + & e^{-} & + & \nu_0 \\ \text{neutron dans le noyau} & \rightarrow & \text{proton dans le noyau} & + & \text{électron } \beta \text{ éjecté} & + & \text{neutrino éjecté} \\ {}^{A}_{Z}X & \rightarrow & {}^{A}_{Z+1}X' & + & {}^{0}_{-1}e & + & \nu_0 \end{array}$$

Le partage d'une manière arbitraire de l'énergie entre le neutrino et l'électron β explique que l'énergie de ce dernier soit variable et le spectre β continu.

Une transformation importante est la radioactivité spontanée du neutron isolé:

$$\begin{array}{ccccc} {}^{1}_{0}n & \rightarrow & {}^{1}_{1}H & + & e^{-} \\ \text{neutron} & & \text{proton} & & \text{électron négatif} \end{array}$$

Comme chacune de ces trois particules a un spin 1/2, pour la conservation du spin il est nécessaire d'écrire:

$$ {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}H + e^{-} + \nu_0, $$

ν_0 désignant le neutrino, qui aura un spin 1/2 et suit la statistique de Fermi. Sa parité est paire.

L'interaction entre le neutrino et la matière est incroyablement faible. On a calculé que sur un flux de 10^{11} neutrinos traversant le globe terrestre, un seul serait arrêté. Si l'on veut déceler expérimentalement directement le neutrino, il faut donc en employer des flux très intenses comme ceux qui, selon les prévisions, sortent d'un réacteur.

L'expérience a été tentée en Amérique avec la pile de Hanford suivant la réaction:

$$ {}^{1}_{1}H + \nu_0 \rightarrow {}^{1}_{0}n + e^{+}, $$

en cherchant à mettre en évidence au moyen de compteurs à scintillation les électrons positifs et les neutrons qui seraient créés. On a trouvé $0{,}41 \pm 0{,}20$ coïncidence par minute, le chiffre prévu étant de 0,20.

(1) Les énergies E_1 du neutron initial et E_2 du proton final étant bien déterminées pour la structure des noyaux initial et final, l'énergie cinétique de l'électron devrait avoir une valeur unique égale à $E_1 - E_2$.

II-6. Particules légères ou leptons.

II-6.1. Electron négatif.

II-6.1.1. ***Production.*** — L'électron négatif, négaton ou simplement électron, est une des particules les mieux connues. Il est facilement chassé du cortège électronique des atomes par rencontre de particules ionisantes, par effet photoélectrique, par effet thermoélectronique ou par émission de champ.

Il peut être *créé* par radioactivité β^- (en même temps qu'un neutrino) à partir de certains noyaux, ou, en même temps qu'un électron positif, par matérialisation d'un photon γ (à proximité d'un noyau qui emporte tout ou partie de la quantité de mouvement $h\nu/c$ du photon):

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-;$$

l'énergie $h\nu$ du photon γ doit dépasser $2m_e c^2$, ou, en électrons-volts 1,02 MeV ce qui correspond à une longueur d'onde γ inférieure à 0,012 Å.

II-6.1.2. ***Propriétés.*** — La charge de l'électron est

$$e^- = (-1{,}60199 \pm 0{,}00016) \cdot 10^{-19} \text{ coulomb.}$$

Sa masse au repos est:

$$m_e = (0{,}91055 \pm 0{,}00012)\ 10^{-30} \text{ kg.}$$

Son spin est 1/2 et l'électron obéit à la statistique de Fermi. Sa parité est paire. Dans les réactions nucléaires, on l'écrit souvent $^0_{-1}e$ en négligeant sa masse devant celle des nucléons.

Son moment magnétique est $\frac{e}{m} \cdot \frac{\hbar}{2}$, valeur prévue par une théorie de Dirac et appelée magnéton de Bohr. Cette valeur vaut $9{,}27 \cdot 10^{-24}$ amp.m^2 (ou $9{,}27 \cdot 10^{-21}$ oersted$\cdot$cm^3) soit 1836 magnétons nucléaires (1).

II-6.1.3. ***Disparition.*** — Un électron peut disparaître:

1°) par annihilation par rencontre avec un électron positif:

$$\underset{\text{négaton}}{e^-} + \underset{\text{positon}}{e^+} \rightarrow \underset{\text{2 photons}}{2h\nu}$$

L'énergie d'un des photons est $h\nu = \frac{2m_e c^2}{2} = 0{,}51$ MeV, la matière est ainsi transformée en rayonnement.

Il se crée deux photons et non un seul, ce qui n'assurerait pas la conservation de la quantité de mouvement totale. Pour cette raison la transformation d'une paire positon-négaton en un seul photon ne pourrait avoir lieu qu'au voisinage immédiat d'un noyau qui reculerait.

(1) Le magnéton nucléaire sera défini à propos du proton.

2°) par capture K ou L.

Il arrive qu'une orbite K ou L passe très près du noyau, parfois même à l'intérieur du noyau. Un électron K, plus rarement un électron L, peut ainsi être capturé par le noyau. Il y neutralise un proton en donnant un neutron et un neutrino:

$$p^+ + e^- \rightarrow {}^1_0n + \nu_0$$

proton + électron → neutron + neutrino

Le neutrino est nécessaire pour la conservation du spin.

3°) en bombardant un noyau.

Un électron peut pénétrer à l'intérieur d'un noyau et y provoquer une transmutation.

II-6.1.4. ***Mise en évidence. Ionisation.*** — Nous avons vu qu'un électron peut être mis en évidence par l'ionisation qu'il produit:

chambre d'ionisation,
compteur de Geiger,
chambre de Wilson,
chambre à bulles
émulsion nucléaire.

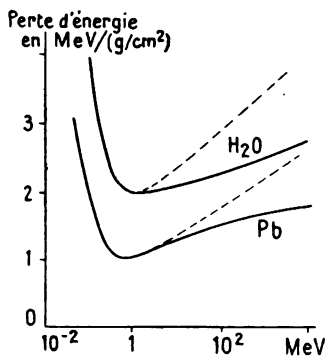


Fig. II-37

Les courbes en trait plein sont des courbes expérimentales. La courbe relative à l'air est très voisine de celle de l'eau. Les courbes en pointillé représentent l'absorption que l'on aurait si les atomes étaient indépendants les uns des autres.

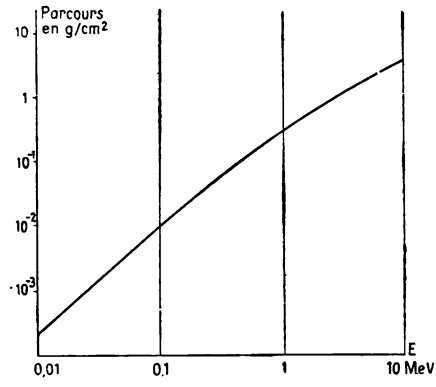


Fig. II-38

Aux faibles énergies le parcours est proportionnel au carré E^2 de l'énergie, aux énergies supérieures au MeV le parcours devient proportionnel à E. Cette courbe concerne l'absorption par l'aluminium.

Dans l'air cette perte d'énergie rapportée à la masse traversée passe par un minimum aplati pour une énergie de l'ordre 1 à 2 MeV.

Des théories (1) ont été données pour évaluer la perte d'énergie par ionisation en la rapportant à la quantité de matière rencontrée.

Le nombre d'atomes rencontrés par un électron est proportionnel à cette quantité mesurée en grammes par cm^2.

Le parcours maximum d'un électron dans la matière croît avec son énergie E, il dépend essentiellement de la masse rencontrée.

II-6.2. **Electron positif.**

II-6.2.1. ***Production.*** — 1° L'électron positif, positon ou positron, a été découvert en 1932 par Anderson dans le rayonnement cosmique au moyen de la chambre de Wilson. La finesse et la longueur de la trajectoire étaient comparables à celles données par un électron.

Le sens de sa concavité produite par un champ magnétique pouvait correspondre à un négaton venant du bas ou un positron venant du haut. Le ralentissement à travers un écran de plomb, donnait une courbure plus forte au-dessous, la particule venait donc d'en haut et était un électron positif.

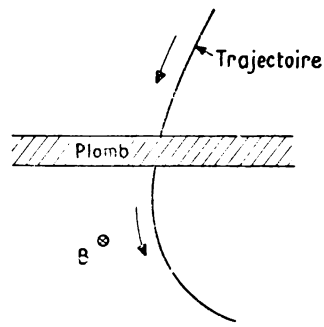


Fig. II-39

2° Depuis cette époque, on a retrouvé l'électron positif dans de nombreuses transformations radioactives (radioactivité β^+). A l'inverse du neutron, un proton isolé est stable (sinon il n'y aurait pas d'hydrogène). Il peut toutefois arriver que dans un noyau un proton se transforme en un neutron et un positron accompagné d'un neutrino pour la conservation du spin. Tel est par exemple le cas du carbone $^{11}C^*$ de période 20,5 mn

$$^{11}_{6}C^* \rightarrow {}^{11}_{5}B + {}^{0}_{+1}e + \nu_0 \quad \text{(énergie 0,95 MeV)}.$$

3° Le positron est produit en même temps qu'un négaton par matérialisation d'un photon γ d'énergie dépassant 1,02 MeV:

$$h\nu \rightarrow e^+ + e^- + \text{énergie cinétique}.$$

Cette matérialisation a été découverte par M. et Mme Joliot-Curie, avec une chambre de Wilson dans un champ magnétique et simultanément par Anderson et Neddermayer.

Les courbures en sens inverses prouvent que les charges sont opposées.

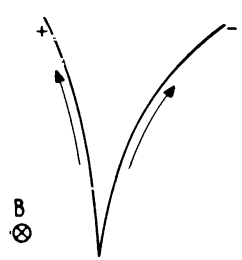


Fig. II-40

(1) Voir par exemple: *The Atomic Nucleus*, par R. D. Evans, p. 581-583, Mc Graw Hill, New-York, 1955.

II-6.2.2. ***Propriétés.*** — Le rapport e/m a été mesuré par Thibaud par la méthode de la trochoïde. Depuis on a mesuré e et m. Ces mesures ont montré que la masse du positron est la même que celle de l'électron et que sa charge est égale à $-e$.

Le spin est 1/2 et la statistique suivie est celle de Fermi.

Sa parité est paire. Le positron est stable dans le vide mais en présence de matière sa vie est très courte (de 1 à $3 \cdot 10^{-11}$ s) car il disparaît par annihilation en rencontrant un électron (p. 223)

II-6.2.3. ***Théorie de Dirac.*** — Dans sa théorie de l'électron négatif, Dirac avait été amené à introduire des états d'énergie négative situés de $-m_0c^2$ à $-\infty$, en plus des états d'énergie positive:

$$mc^2 = m_0c^2 + \text{énergie cinétique.}$$

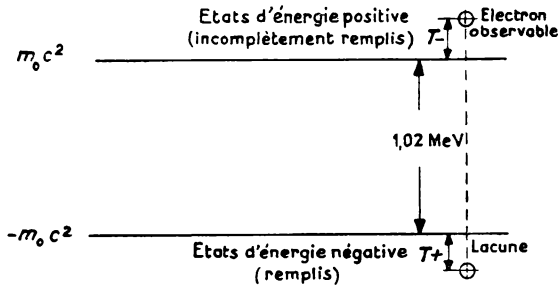


Fig. II-41

Les deux niveaux $+ m_0c^2$ et $- m_0c^2$ sont écartés de:

$$2\ m_0c^2 \rightarrow 1{,}02\ \text{MeV}.$$

Dirac considère que dans tout l'espace les états d'énergie négative sont tous occupés par des électrons négatifs, que nous ne décelons pas parce que nous baignons dans une mer d'électrons négatifs. Par contre un photon d'énergie supérieure à 1,02 MeV peut ramener à une énergie positive un de ces électrons d'énergie négative. Il devient alors observable avec l'énergie $m_0c^2 + T_-$ et en même temps une lacune est produite dans la mer d'électrons négatifs. Cette lacune apparaît à l'observateur comme une charge positive $+ e$, douée d'une énergie positive $m_0c^2 + T_+$.

La conception de Dirac prévoit le phénomène inverse: si la lacune rencontre un électron négatif, elle se remplit et il y a émission d'une énergie rayonnée de 1,02 MeV. Dirac a également prévu qu'un positron et un électron négatif pouvaient constituer un atome ressemblant à celui de l'hydrogène. On a appelé cet atome le positronium, il est instable. Il existe sous deux formes. L'orthopositronium, où les deux électrons + et — ont

leurs spins parallèles, a une vie moyenne de 0,14 microseconde et disparaît en donnant trois photons. L'autre forme où les deux spins sont antiparallèles ne dure que 10^{-10} s et disparaît avec émission de deux photons. On a effectivement observé le spectre de l'orthopositronium (produit en envoyant des positrons sur des atomes d'azote). Conformément à la théorie de l'atome de Bohr, ce spectre présente les mêmes séries que celui de l'hydrogène mais à des longueurs d'onde doubles, car la rotation a lieu autour du centre de gravité G des deux particules:

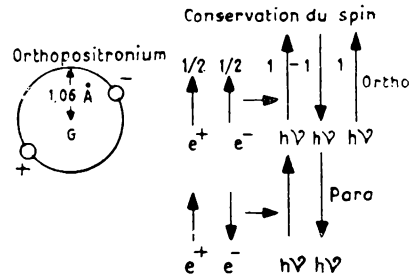


Fig. II-42

$$\mathcal{R}_{\text{Rydberg}} = \frac{\mathcal{R}_\infty}{1 + m_1/m_2} = \mathcal{R}_\infty/2 \text{ (voir p. 122).}$$

II-6.2.4. ***Disparition.*** — Comme nous venons de le voir, le positon disparaît par annihilation lorsqu'il rencontre un électron négatif, en émettant une énergie rayonnée de $2m_e c^2$:

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{énergie rayonnée } 1{,}02 \text{ MeV.}$$

II-6.3. **Mésons** μ.

II-6.3.1. ***Propriétés.*** — Il existe deux mésons μ ou muons, le méson μ^+ et le méson μ^-. Leur masse est 206 fois celle de l'électron, leur spin est 1/2.

II-6.3.2. ***Production.*** — Les mésons μ ont été découverts par Anderson et Neddermayer dans le rayonnement cosmique en 1937 donc avant les mésons π. Ils en proviennent par désintégration spontanée et sont beaucoup plus nombreux que ceux-ci dans le rayonnement cosmique arrivant à la surface de la terre.

Ils sont également produits par désintégration des mésons π produits en bombardant une cible par des protons accélérés avec le synchro-cyclotron de Berkeley.

II-6.3.3. ***Disparition.*** *Disparition spontanée.* — Les mésons $\mu\pm$ ont une durée de vie environ cent fois plus longue que les mésons $\pi\pm$, ils se désintègrent en donnant un électron et deux particules neutres que l'on admet être deux neutrinos (deux, pour la conservation du spin):

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\,\nu_0,$$
$$\mu^- \rightarrow e^- + 2\,\nu_0.$$

Disparition par rencontre avec un noyau. — Le méson μ^- est attiré nar les noyaux. Lorsqu'il est capturé, il réagit avec un proton en donnant un neutron (et un neutrino).

II-6.3.4. ***Atomes mésiques.*** — Un méson π^- et surtout un méson μ^- peut jouer vis-à-vis d'un noyau le même rôle qu'un électron. Ils ont une masse plus de deux cents fois supérieure à celle de l'électron. Il en résulte que leurs orbites autour du noyau ont un rayon environ deux cents fois plus faible que celles d'un électron. Pour la couche K mésique, une telle orbite est même en partie située dans l'intérieur du noyau. Ces atomes mésiques permettent d'explorer la symétrie électrique du noyau.

Muonium. — Un électron et un méson μ^+ peuvent constituer un atome de *muonium* analogue au positronium. De tels atomes possèdent un spin et un moment magnétique, ce qui a permis de les déceler par résonance magnétique.

II-7. Mésons.

II-7.1. Considérations générales.

Pour simplifier l'exposé, nous ne suivrons pas l'ordre historique de découverte des divers mésons. Nous attirons dès maintenant l'attention sur ce que la vitesse des diverses particules que nous rencontrerons dans ce paragraphe et dans les suivants est souvent peu inférieure à celle de la lumière, on dit alors que les particules sont relativistes. L'énergie cinétique $T = m\,c^2 - m_0 c^2$ de mésons relativistes est parfois si élevée qu'elle dépasse de très loin l'énergie $m_0 c^2$ au repos. Cette énergie peut être suffisante pour créer une ou même plusieurs autres particules:

$$\underset{\substack{\text{énergie}\\\text{au repos}}}{\Sigma m_0 c^2} + \underset{\substack{\text{énergie cinétique de}\\\text{la particule incidente}}}{T} = \underset{\substack{\text{énergie au repos des}\\\text{particules créées}}}{\Sigma m_0' c^2} + \underset{\substack{\text{énergie cinétique des}\\\text{particules créées}}}{T'}$$

Jusqu'ici on a toujours trouvé que le nombre des nucléons (protons et neutrons) est conservé (p. 242), mais en général le nombre total des particules ne reste pas constant au cours d'un choc ou d'une transformation. Si l'expérience directe ne donne pas ou n'a pas encore donné le nombre des particules formées, on le déduit des lois de conservation de la charge (p. 241), de la quantité de mouvement (p. 243) et du spin (p. 243).

Notons que tous les mésons connus sont instables et ont une durée de vie très brève, ce qui rend leur étude plus difficile. Plusieurs mésons ont été découverts dans le rayonnement cosmique, mais seule leur production artificielle permet commodément de préciser leurs propriétés.

II-7.2. Mésons π.

Propriétés. — Il existe trois mésons π, ou pions.

Deux sont chargés, ce sont le méson π^+ et le méson π^- portant une charge égale à celle du positron ou de l'électron. Leur masse vaut 273 fois celle de l'électron. Leur spin est nul.

Le méson π neutre ou π_0, appelé aussi neutretto, a une masse égale à 264 fois celle de l'électron, un spin nul.

Production. — En 1947, Powell et Occhialini ont découvert au moyen des émulsions nucléaires les mésons π dans le rayonnement cosmique.

En 1948, Lattes et Gardner réussirent à montrer que le grand synchrocyclotron de Berkeley pouvait donner des mésons π en bombardant des atomes légers au moyen de particules α de 380 MeV.

Le bombardement de la matière par des protons ou des neutrons d'énergie suffisante donne des mésons par les processus suivants:

$$\begin{aligned} p &\rightarrow n + \pi^+ \\ n &\rightarrow p + \pi^- \\ p &\rightarrow p + \pi^0 \\ n &\rightarrow n + \pi^0 \end{aligned}$$

Si l'énergie du nucléon projectile est assez élevée, il peut créer plusieurs mésons en traversant un noyau.

Disparition spontanée. — Les mésons π^+ disparaissent en donnant un méson μ^+ et une particule neutre sans masse appréciable que l'on admet être un neutrino ν_0:

$$\begin{array}{lccccc} & \pi^+ & \rightarrow & \mu^+ & + & \nu_0 \\ \text{spin} & 0 & & \frac{1}{2}\uparrow & & \frac{1}{2}\downarrow \end{array}$$

(Le neutrino est nécessaire pour la conservation du spin).

De même:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_0.$$

La vie moyenne des mésons π^+ et π^- est, au repos, $\tau_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ seconde. S'ils sont en mouvement, cette vie moyenne est allongée pour un observateur immobile, conformément à la théorie de la relativité:

$$\tau = \tau_0 (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Le méson neutre π^0 disparaît en donnant deux photons γ:

$$\pi^0 \rightarrow 2h\nu;$$

beaucoup plus rarement a lieu la transformation:

$$\underset{\text{méson neutre}}{\pi^0} \rightarrow \underset{\text{photon } \gamma}{h\nu} + \underset{\text{positon}}{e^+} + \underset{\text{électron}}{e^-}$$

La vie moyenne de π° est de l'ordre de 10^{-14} s.

Disparition par rencontre avec un noyau. — Un méson π^- est attiré par un noyau. Si son énergie est suffisante, il provoque l'explosion du noyau en plusieurs parties très ionisantes qui donnent dans les émulsions nucléaires ce que l'on appelle une étoile.

Des cas particuliers importants sont ceux-ci:

$$\pi^+ + {}^1_0\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p}$$

méson + neutron → proton

et:

$$\pi^- + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + h\nu \quad (140 \text{ MeV}),$$

$$\pi^- + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \pi^0 \; \pi^0 \rightarrow 2\,h\nu \quad (\text{de } 70 \text{ MeV}).$$

Rôle du méson dans les forces entre nucléons. — La structure du cortège électronique du noyau est maintenant bien connue, les forces d'attraction électrostatique entre noyau et électrons sont à la base de la théorie quantique de l'atome.

Par contre, la nature des forces qui s'exercent entre les nucléons n'est pas encore élucidée avec certitude. Ces forces ne sont pas électrostatiques puisque le neutron est neutre et qu'il existe par exemple le noyau du deutérium où un neutron et un proton sont liés énergiquement. Un calcul assez simple montre que les forces de nature gravitationnelle sont 10^{36} fois trop petites, que les forces magnétiques dues au couplage des moments sont environ 200 fois trop faibles pour rendre compte de l'énergie de liaison.

Devant l'impossibilité d'expliquer au moyen des forces classiques la stabilité des noyaux, et en particulier celle du deuton composé d'un neutron et d'un proton, on a proposé un mécanisme analogue à la liaison covalente des molécules homopolaires. Dans cette liaison obtenue par la mise en commun de deux électrons appartenant à deux atomes, les électrons peuvent échanger leur position et on dit que les forces de cette liaison sont des forces d'échange. Yukawa a proposé en 1935 de considérer que dans un noyau deux nucléons échangent leur position par l'intermédiaire d'un méson. Par exemple:

$$\mathrm{p} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{n}' + \pi^+ + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{n}' + \mathrm{p}'$$

ou:

$$\mathrm{p} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \pi^- + \mathrm{p}' \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{p}'.$$

De même entre nucléons identiques:

$$\mathrm{n} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{n}' + \pi^0 + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{n}' + \mathrm{n}',$$

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{p}' + \pi^0 + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{p}' + \mathrm{p}'.$$

Yukawa avait prédit, avant la découverte des mésons, que les particules π auraient une masse de l'ordre de 200 fois celle d'un électron et une durée de vie de $5 \cdot 10^{-7}$ s. L'accord de sa prédiction avec l'expérience n'est donc pas très bon.

II-7.3. **Mésons K (mésons lourds).**

Les mésons K ont été d'abord découverts dans le rayonnement cosmique. Tous sont instables et se désintègrent en donnant des mésons légers. Ils ont été obtenus artificiellement en envoyant sur de l'hydrogène le faisceau de mésons π^- de 1,37 GeV du cosmotron de Brookhaven. Les mésons lourds peuvent être créés par paires, il faut environ 1 GeV pour les produire. Des photons de 1 GeV donnent des mésons K par interaction avec des protons: $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0$ et $\gamma + p \rightarrow K^0 + \Lambda^+$.

La mesure précise des masses et des durées de vie des mésons produits au synchrotron a montré que l'on avait seulement quatre mésons lourds, deux, K^+, K^-, chargés en sens inverse, deux neutres K_1^0 et K_2^0. Ce qui a beaucoup compliqué cette étude est que les mésons K se désintègrent de plusieurs manières différentes, par exemple un méson K^+ peut disparaître de 6 manières différentes, ce qui avait fait croire d'abord à l'existence d'une dizaine de mésons lourds.

II-8. Particules lourdes, ou baryons.

II-8.1. **Proton.**

II-8.1.1. ***Production.*** — La masse au repos du neutron, 1,00898, est supérieure à la somme de celles d'un proton (1,00759) et d'un électron (0,0005 unité de masse atomique). La transformation spontanée d'un neutron en proton est possible:

$$\underset{}{{}^1_0\mathrm{n}} \longrightarrow \underset{\text{proton}}{\mathrm{p}} + \underset{\text{électron}}{\mathrm{e}^-} + \underset{\text{neutrino}}{\nu_0} + \text{énergie cinétique}$$

Le proton peut aussi être produit à partir d'un noyau (radioactif ou stable), bombardé par des particules.

Pour provoquer des transformations nucléaires, on produit des faisceaux intenses de protons en accélérant des ions positifs H^+.

II-8.1.2. ***Propriétés.*** — La charge du proton est opposée à celle de l'électron négatif et vaut $+1{,}602\ 10^{-19}$ coulomb. Cette charge serait répartie dans l'intérieur du proton comme le montre ce dessin.

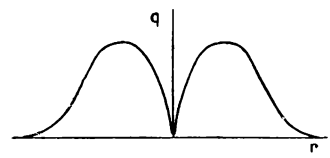


Fig. II-43

Sa masse est de $1{,}00759 \pm 0{,}000003$ unités de masse atomique. Son spin est 1/2, c'est un fermion. Sa parité est paire.

Son moment magnétique est 2,793 moments nucléaires, le moment nucléaire étant $\frac{e\hbar}{2M}$ unités M.K.S.A., où M désigne la masse du proton. Le mo-

ment magnétique nucléaire est 1 836 fois plus faible que le magnéton de Bohr $e\hbar/2m_e$.

II-8.1.3. ***Disparition.*** — Si l'énergie cinétique d'un proton est suffisante pour vaincre la répulsion exercée par un noyau, ce proton peut pénétrer dans ce noyau qui subit une transmutation.

II-8.1.4. ***Mise en évidence. Ionisation.*** — Tout comme les électrons, mais bien plus facilement, les protons peuvent être mis en évidence par l'ionisation qu'ils produisent.

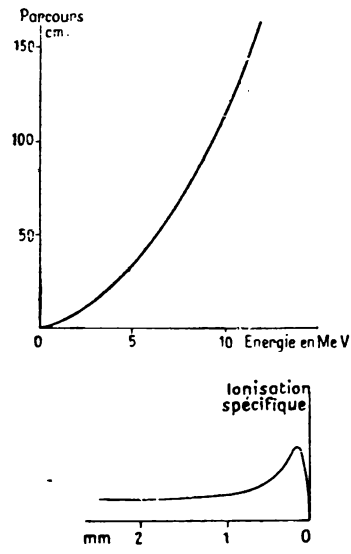


Fig. II-44

Dans l'air d'une chambre de Wilson, la longueur de leur parcours indique la valeur de leur énergie cinétique (courbe ci-contre).

A vitesse égale, ce parcours est un peu plus faible que celui d'une particule α.

L'ionisation spécifique passe par un maximum de 2 750 paires d'ions/mm près de la fin de ce parcours (courbe ci-contre). Dans les émulsions nucléaires et dans les chambres de Wilson, les protons donnent des traces beaucoup plus larges que celles des électrons parce qu'ils produisent une ionisation beaucoup plus forte.

II-8.2. Neutron.

On considère habituellement le neutron et le proton comme deux états différents d'une même particule.

II-8.2.1. ***Production.*** — On utilise actuellement quatre moyens de produire des neutrons.

1) *Générateur de neutrons par bombardement d'ions accélérés* (1).

Des deutons ou des protons accélérés par une tension suffisante (générateur électrostatique ou en cascade) donnent des neutrons en bombardant une cible en élément léger par réaction (d, n) ou (p, n).

L'énergie cinétique E′ des neutrons dépend à la fois de l'énergie libérée dans la réaction nucléaire (d, n) ou (p, n) (voir page 389), de l'énergie cinétique E des deutons ou protons incidents, de l'angle des trajectoires.

(1) On trouvera un tableau des générateurs commerciaux dans:
E. A. Burril et M. H. Mac Gregor, Nucleonics, 18, n° 12, décembre 1960—pages 64 à 68.

Certaines réactions donnent des neutrons monocinétiques, d'autres donnent une répartition entre plusieurs groupes d'énergie différente.

Les réactions les plus utilisées sont les suivantes:

a) $_{1}^{2}H + {}_{1}^{2}H^{+} \rightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{2}^{3}He^{+}$

atome de deutérium + deuton → neutron + atome d'hélium ionisé

On écrit en abrégé: $_{1}^{2}H$ (d, n) $_{2}^{3}He$.

Les deutons projectiles sont produits à partir de deutérium ionisé. La cible bombardée est de la glace lourde. Le rendement est bon, même si les deutons ne sont accélérés que par quelques centaines de kilovolts. Les neutrons obtenus ont une énergie E'_0 de 2,45 MeV. Cette réaction sert à produire des neutrons monoénergétiques entre 2 et 6 MeV. Il n'y a pas émission de rayons γ.

b) $_{1}^{3}H + {}_{1}^{2}H^{+} \rightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{2}^{4}He^{+}$

tritium + deuton → neutron + hélium ionisé

La production de neutrons est abondante même si E est inférieur à 1 MeV. On obtient des neutrons monoénergétiques entre 10 et 16 MeV.

Plusieurs générateurs commerciaux de neutrons utilisent les réactions a) ou b) (Sames et plusieurs constructeurs américains).

c) $_{4}^{9}Be + {}_{1}^{2}H^{+} \rightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{5}^{10}B^{+}$

ou

$_{4}^{9}Be$ (d, n) $_{5}^{10}B$

Son rendement est très bon lorsque E dépasse 1 MeV, les neutrons sont répartis en 5 groupes entre 1 et 6 MeV.

d) $_{3}^{7}Li + {}_{1}^{1}H^{+} \rightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{4}^{7}Be^{+}$

ou

$_{3}^{7}Li$ (p, n) $_{4}^{7}Be$

L'énergie du proton doit dépasser le seuil E = 1,88 MeV. On obtient des neutrons monoénergétiques entre 30 et 500 keV.

2) *Générateur de neutrons par bombardement électronique* (1).

Un accélérateur linéaire (voir page 264 et suivantes) donne à des électrons une énergie qui peut aller de 1 à 100 MeV suivant les constructeurs.

(1) Voir l'article de BURRIL et MAC GREGOR, cité précédemment.

En frappant une cible de Z élevé, les électrons donnent des rayons X pénétrants dont les photons produisent des neutrons sur une seconde cible, de Z faible, par réaction (γ, n). Par exemple:

$^{9}_{4}Be$ (γ, n) $^{8}_{4}Be$ énergie seuil des électrons: 1,66 MeV

ou

$^{2}_{1}H$ (γ, n) $^{1}_{1}H$ énergie seuil des électrons: 2,20 MeV

la cible est de la paraffine lourde. Cette dernière réaction est la photodésintégration du deuton (page 402).

Les neutrons produits dans ces réactions (γ, n) ont un spectre continu d'énergie dont le maximum se trouve entre 1 et 2 MeV. On peut aussi déclencher par les photons X la fission de l'uranium 235 d'où des neutrons (pages 419 à 422).

Il faut noter que la plupart des générateurs de neutrons à ions ou à électrons fonctionnent par impulsions durant de 0,01 à 10 000 microsecondes suivant les modèles. Pendant une impulsion, le nombre de neutrons émis va de 10^{10} à 10^{17} neutrons/seconde, le nombre moyen de 10^{7} à 10^{14} n/s.

3) *Fission dans un réacteur.*

Dans les réacteurs (piles) la fission produit des neutrons de 0 à 3 MeV en quantité très importante. La fission d'un noyau d'uranium ^{235}U, bombardé par des neutrons thermiques, donne environ 2,5 neutrons, celle d'un noyau de plutonium en donne environ 3. Les produits de fission qui sont radioactifs produisent aussi quelques neutrons mais ceci ne joue un rôle que pour le contrôle de la marche du réacteur. Grâce à l'augmentation en progression géométrique du nombre des neutrons produits dans la réaction en chaîne, le flux de neutrons atteint couramment $10^{12}/cm^2 \cdot s$, et dans certains réacteurs 10^{14} neutrons/$cm^3 \cdot s$. Pour le fonctionnement des réacteurs « thermiques », il est nécessaire de ralentir ces neutrons. On y parvient avec des substances bien choisies, eau lourde, graphite, qui les ralentissent sans les absorber (voir p. 233, 234).

4) *Emploi du rayonnement γ de substances radioactives.*

Mentionnons que grâce à certains radio-éléments l'on obtient des sources de neutrons bien plus faibles que les précédentes, mais transportables. Par exemple, on soumet du glucinium aux rayons γ produits par la désintégration β de ^{24}Na:

$$\underset{\text{sodium radioactif}}{^{24}_{11}Na^{*}} \rightarrow {}^{24}_{12}Mg + \underset{\text{photon } \gamma}{{}^{0}_{-1}e + \gamma} \quad \text{puis} \quad \underset{\text{glucinium}}{{}^{9}_{4}Be} \; (\gamma, n) \; {}^{8}_{4}Be$$

Suivant leur énergie cinétique, on classe ainsi les neutrons:

Neutrons	Énergie approximative
rapides	supérieure à 1 MeV
intermédiaires	0,001 à 1 MeV
lents appelés aussi épithermiques de résonance	1 à 1000 eV 0,05 à 1 eV
thermiques	environ 1/40 eV

II-8.2.2. ***Propriétés.*** — La masse du neutron est $1{,}008987 \pm 0{,}000007$ unité de masse atomique. Son spin est 1/2. Le neutron est un fermion. Sa parité est paire. Bien que le neutron ne possède pas de charge électrique, il a un moment magnétique, égal à $-1{,}913$ moment nucléaire.

A l'état libre, hors d'un noyau, le neutron est instable par radioactivité β^-:

$$n \rightarrow p + e^- + \nu_0 + 0{,}76 \text{ MeV}. \qquad (1)$$

Sa période est $12{,}8 \pm 2{,}5$ minutes. On a réussi à observer cette transformation en 1951. Le principe de la méthode consiste à envoyer un faisceau de neutrons thermiques dans un champ électrique. Les protons et les électrons créés suivant (1) sont séparés par le champ électrique et comptés par deux compteurs montés en coïncidence (voir p. 237, 238).

Il est remarquable que le neutron, bien qu'instable à l'état libre, soit stable à l'intérieur des noyaux stables (à commencer par celui du deutérium ${}^2_1H$ composé d'un neutron et d'un proton).

II-8.2.3. ***Action sur la matière.***

II-8.2.3.1. *Section efficace.* — Nous devons élargir ici la notion de section efficace que nous avions déjà rencontrée dans les chocs entre molécules.

Deux molécules, assimilées à deux sphères de diamètre d, se choquent si la distance entre leurs centres devient inférieure à d. Il revient au même de dire qu'il y a choc si l'un des centres traverse un cercle de surface πd^2, surface que l'on appelle section efficace pour le choc des deux molécules.

Considérons maintenant une cible de surface S égale à l'unité et bombardons-la perpendiculairement avec un flux de N neutrons par seconde.

La traversée d'une épaisseur dx de la cible provoque une diminution relative $\frac{dN}{N}$ de ce flux qui est proportionnelle au nombre des atomes de la cible contenus dans le volume $S\,dx = 1 \cdot dx$.

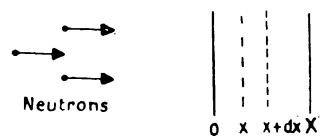


Fig. II-45

Si nous appelons N_c le nombre d'atomes par unité de volume de la cible (1), nous avons:

$$\frac{dN}{N} = -\sigma \cdot N_c \cdot dx. \qquad (1)$$

Le premier membre est un nombre pur, N_c a comme dimension L^{-3}, $N_c\,dx$ a la dimension $L^{-3} \cdot L = L^{-2}$, donc σ a la dimension L^3, c'est-à-dire la dimension d'une surface, σ défini par (1) est la *section efficace* des atomes de la cible pour la réaction causant la disparition des neutrons. S'il y a lieu, on distinguera plusieurs sections efficaces:

σ_f : section efficace de fission,

σ_c : section efficace de capture sans fission,

σ_s : section efficace de diffusion,

et une section efficace totale σ:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_s.$$

En physique nucléaire, l'usage est d'évaluer σ en barns:

$$1 \text{ barn} = 10^{-24}\,\text{cm}^2 = 10^{-28}\,\text{m}^2.$$

Si la cible est épaisse et que son épaisseur soit x, la variation du nombre des neutrons s'obtient en intégrant (1):

$$N = N_0 \cdot e^{-\sigma \cdot N_c \cdot x}.$$

La connaissance de la section efficace est très importante parce qu'elle permet de prévoir combien de noyaux sont rencontrés, et éventuellement transformés, lorsqu'on les bombarde avec un flux donné de particules (2).

II-8.2.3.2. *Neutrons rapides.*

1° *Choc élastique.* — Dans le choc de neutrons de très grande énergie avec un noyau, la section efficace de diffusion élastique est très faible. Dans le cas d'un noyau lourd, on considère qu'elle devient égale à la section géométrique πR^2 du noyau lorsque l'énergie cinétique du neutron tend vers l'infini.

Le calcul de la diminution de l'énergie cinétique du neutron dans un choc élastique avec un noyau se fait facilement en mécanique classique.

(1) Le nombre N_c s'obtient facilement à partir de la masse atomique A, de la masse spécifique ρ et du nombre d'AVOGADRO. V étant le volume de l'atome-gramme, nous avons:

$$V = A/\rho, \quad N_c = 6{,}02 \cdot 10^{23}/V,$$

d'où:

$$N_c = \rho \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23}/A.$$

(2) L'équation (1) peut s'interpréter ainsi: des neutrons ponctuels bombardent $N_c dx$ noyaux présentant chacun une section σ normalement à la trajectoire des neutrons.

La conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement donne trois équations, or il y a quatre inconnues: α, β, v', v_1. Il reste un paramètre à choisir, par exemple α. Si nous faisons varier α de 0 à 2π, nous pouvons calculer la valeur moyenne y du rapport:

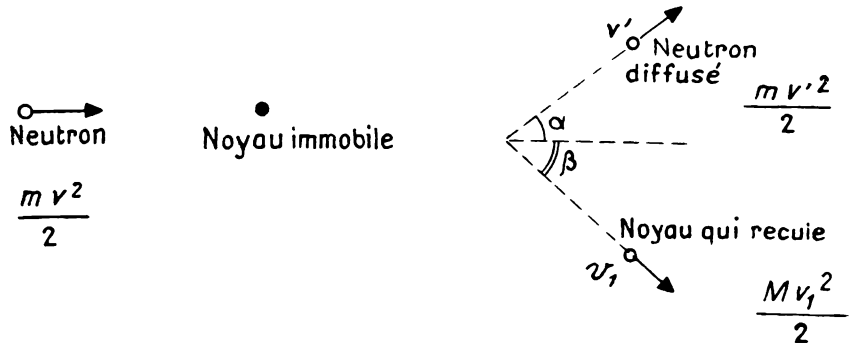


Fig. II-46

$$\frac{\text{énergie cinétique finale du neutron}}{\text{énergie cinétique initiale du neutron}}.$$

Si nous mesurons la masse du noyau en unités de masse atomique:

$$M/m = A \qquad \text{et} \qquad y = \frac{A^2 + 1}{(A+1)^2}.$$

Si le noyau est un noyau lourd, $1 - y \# \frac{2}{A}$. La perte d'énergie cinétique que subit le neutron par choc avec un noyau de plomb est donc de l'ordre de 1% seulement.

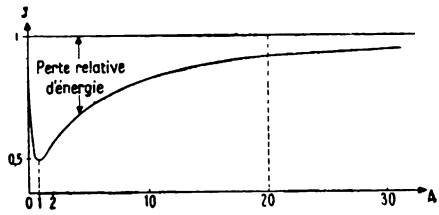


Fig. II-47

Par contre, le ralentissement est maximum lorsque $A = 1$, c'est-à-dire par choc avec un proton. Un tel choc réduit en moyenne de moitié l'énergie cinétique du neutron. Les substances telles que l'eau ou la paraffine qui contiennent beaucoup d'hydrogène, donc de protons, ramènent rapidement les neutrons de grande énergie à l'état de neutrons thermiques. Ce processus est favorisé parce que la section efficace dans le choc élastique neutron-proton croît quand la vitesse du neutron diminue.

Comme nous l'a montré la courbe (y, A) c'est le proton qui est le plus efficace pour ralentir un neutron. L'eau légère serait donc (à défaut d'hy-

drogène liquide) un ralentisseur idéal, si les noyaux d'hydrogène ne pouvaient pas aussi capturer des neutrons en donnant du deutérium.

Le nombre de chocs nécessaires pour ramener un neutron de 2 MeV à l'état de neutron thermique est de 18 pour l'eau ordinaire, 25 pour l'eau lourde, 90 pour le glucinium et 114 pour le graphite. Les sections efficaces d'absorption des noyaux de:

$$^{1}_{1}H, \quad ^{2}_{1}H, \quad Be, \text{ et } C$$

pour des neutrons thermiques sont de:

0,3 0,0008, 0,01 et 0,005 barns.

L'eau lourde sera donc excellente car elle absorbe peu et ralentit très efficacement. L'eau ordinaire ralentit plus mais absorbe beaucoup trop. Le graphite peut aussi être utilisé. L'eau lourde ou le graphite sont effectivement employés comme ralentisseurs dans les réacteurs où l'on doit freiner les neutrons rapides pour les amener à des vitesses assez faibles pour qu'ils puissent être capturés par résonance comme nous le verrons, page 235.

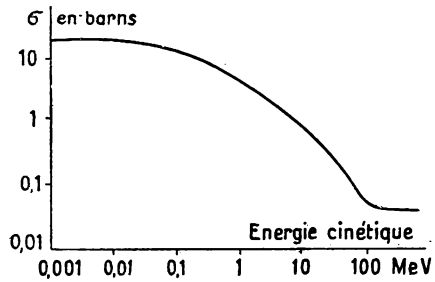


Fig. II-48

Variation de la section efficace totale d'interaction dans le choc neutron-proton, en fonction de l'énergie cinétique des neutrons incidents. La majeure partie de σ est due à la diffusion.

2° *Choc inélastique.* — Mentionnons en outre qu'un neutron rapide peut perdre de son énergie par choc inélastique avec un noyau qu'il porte à un état excité.

Les neutrons intermédiaires ont des propriétés comparables à celles des neutrons rapides, mais c'est surtout par choc élastique qu'ils perdent leur énergie cinétique.

3° *Capture.* — D'autre part les neutrons peuvent être capturés par les noyaux qu'ils rencontrent. Il y a alors émission de rayonnement γ ou de particules et il reste un nouveau noyau, stable ou radioactif (p. 402). Certaines réactions nucléaires ne se produisent qu'au-dessus d'une certaine énergie cinétique des neutrons qui bombardent la cible.

Un phénomène capital par ses applications est la fission de certains noyaux lourds ($^{235}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$) en deux fragments lourds avec production de neutrons en nombre suffisant pour entretenir une réaction en chaîne (voir p. 407 et suivantes).

II-8.2.3.3. *Action sur les métaux et les matières plastiques.* — Sur les métaux, l'effet est comparable à un écrouissage: durcissement, augmentation de la fragilité, de la résistance à la rupture et de la résistance électrique. Explication: noyaux chassés du réseau cristallin (effet Wigner), fusion partielle sur la trajectoire des neutrons. Par recuit, les défauts diminuent beaucoup.

Sur les plastiques, la fragilité est augmentée et ils noircissent. Comme isolateur la porcelaine est préférable (v. S. Glasstone, *Nuclear Reactor Engineering*, p. 476-485).

II-8.2.3.4. *Neutrons lents ou de résonance.* — Fermi et ses collaborateurs montrèrent en 1935 que de nombreux éléments avaient des sections efficaces très élevées pour les neutrons lents, et en particulier pour les neutrons thermiques. Une théorie donnée par Fermi prévoit que σ est inversement proportionnel à la vitesse v des neutrons, ce qui revient à dire que leur probabilité de capture est proportionnelle au temps qu'ils passent au voisinage d'un noyau. La loi $\sigma = \frac{\text{Cte}}{v}$ est très bien vérifiée par le bore de 0,001 à 1 000 eV.

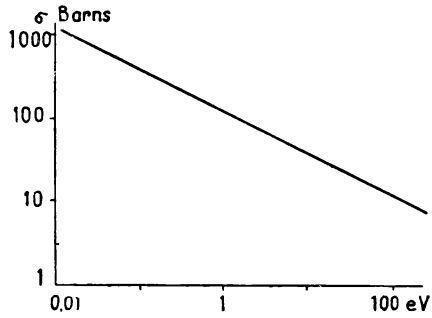


Fig. II-49

Section efficace σ de capture dunoyau de bore, en fonction de l'énergie cinétique des neutrons incidents. Seul le ^{10}B est efficace (18,8% dans le bore naturel).

Moon et Tillman montrèrent en 1936 que de nombreux éléments présentaient des maxima aigus de la section efficace pour certaines valeurs de l'énergie des neutrons.

Tel est par exemple le cas de l'indium, du cadmium, de l'uranium 238. Ce dernier élément montre un maximum d'environ 7 000 barns, lorsque l'énergie des neutrons est 6,7 eV. Le cadmium ^{113}Cd pur montrerait un maximum de 24 000 barns (et le cadmium naturel en a un de 7 800 barns) pour 0,17 eV. Aux énergies inférieures (neutrons thermiques), σ reste supérieur à 2 000 barns, ceci permet d'employer le cadmium comme absorbeur de neutrons.

L'explication de cette augmentation de σ, appelée aussi capture par résonance, a été donnée par Breit et Wigner. Le neutron est capté par le noyau et il se forme un nouveau noyau plus ou moins stable. La probabi-

lité de capture du neutron est très grande lorsque son énergie cinétique a juste la valeur nécessaire pour que le nouveau noyau ait une énergie égale à certaines valeurs quantifiées. En général, le neutron n'est pas réémis et le nouveau noyau retombe de l'état excité qu'il a à sa naissance à un état

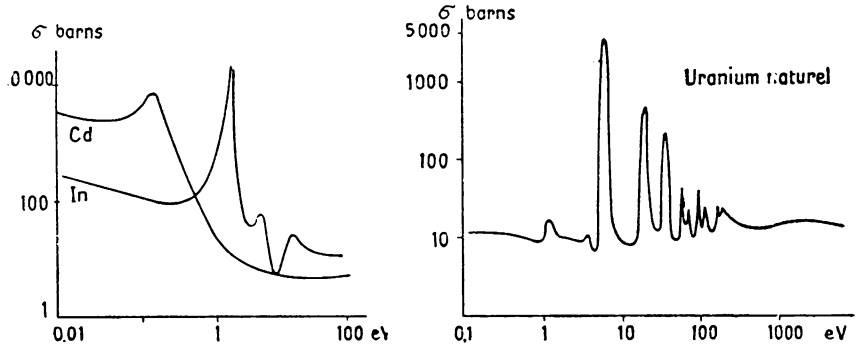


Fig. II-50

d'énergie moindre en émettant des rayons γ. D'où le nom de capture radiative souvent donné à cette capture des neutrons par résonance.

En outre les neutrons lents ont une section efficace de fission très élevée pour ^{235}U et ^{239}Pu (p. 415).

II-8.2.4. ***Mise en évidence des neutrons.*** — Les neutrons n'étant pas chargés n'ionisent pas, leur trajectoire ne pourra être vue dans la chambre de Wilson ou dans une émission nucléaire. Leur mise en évidence se fera indirectement.

a) *Comptage.* — Le comptage de neutrons peut se faire avec un compteur de Geiger rempli de fluorure de bore grâce à la réaction:

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{11}_{5}B^* \rightarrow ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He \quad \text{ou} \quad ^{10}B\,(n, \alpha)^{7}Li.$$

C'est l'ionisation due à la particule α et au noyau Li qui déclenche la décharge dans le compteur et permet de compter les neutrons.

Les compteurs à scintillation (v. p. 190) mettent en évidence les neutrons par cette même réaction nucléaire ou par d'autres où des éléments légers sont bombardés par les neutrons. Aux bornes d'une résistance de l'ordre du mégohm, on recueille des impulsions de quelques millivolts. Le palier de comptage des neutrons précède celui des rayons β.

On peut aussi détecter les neutrons par les fissions qu'ils provoquent, car les fragments de fission ionisent fortement et certains sont radioactifs. On construira une chambre d'ionisation à électrodes recouvertes d'U_3O_8 [1] fissile.

(1) E. P. Ney et J. H. Mc Queen, *Phys. Rev.* 69, 1946, p. 41.

b) Evaluation de l'énergie des neutrons. — Si les neutrons sont rapides, leur choc sur des protons donne à ceux-ci une énergie cinétique suffisante pour provoquer l'ionisation dans le gaz d'une chambre de Wilson ou dans une émulsion nucléaire. La longueur de parcours d'un proton et éventuellement la courbure de sa trajectoire dans un champ magnétique permettent, en tenant compte de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, de calculer l'énergie du neutron qui l'a heurté. On remplit donc la chambre de Wilson d'hydrogène ou d'une vapeur organique, ou on fait traverser de la paraffine aux neutrons avant leur entrée dans la chambre.

c) Mise en évidence de neutrons lents. — Si l'énergie des neutrons n'est pas suffisante pour projeter les protons avec une vitesse donnant une ionisation notable, on provoque par eux une réaction nucléaire donnant un produit radioactif dont le rayonnement β servira à les déceler. Tel est le cas avec l'indium:

$$^{151}_{49}\mathrm{In}\ (n, \gamma)\ ^{116}_{49}\mathrm{In}^* \rightarrow\ ^{116}_{50}\mathrm{Sn} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e},$$

et avec l'or:

$$^{197}_{79}\mathrm{Au}\ (n, \gamma)\ ^{198}_{79}\mathrm{Au}^* \rightarrow\ ^{198}_{50}\mathrm{Hg} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e}.$$

La fission de l'atome d'uranium 235 provoquée par rencontre et capture d'un neutron même lent donne des particules douées d'une grande énergie qu'il est facile de mettre en évidence en décelant ainsi indirectement les neutrons.

d) Thermoéléments au bore. — On utilise, surtout aux U.S.A., des piles thermoélectriques dont une soudure est recouverte de B_4C ou de boral. L'absorption des neutrons provoque un échauffement. Dix couples chromel-alumel en série donnent environ 6 mV pour 10^{12} neutrons/cm² s. Ce détecteur a l'avantage d'être très petit. Il est compensé contre un effet de température, mais sa constante de temps de plusieurs secondes le rend impropre au contrôle des réacteurs.

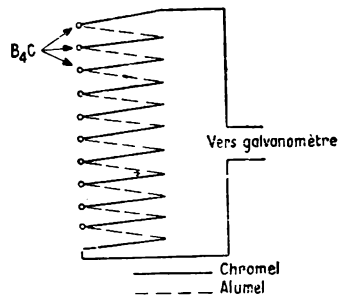


Fig. II-51

II-8.2.5. ***Radioactivité du neutron.*** — La masse du neutron est 1,00898 supérieure à la somme 1,00809 de celles d'un proton et d'un électron négatif. La transformation spontanée:

$$^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p}^+ + \mathrm{e}^- + \underset{\text{neutrino}}{\nu_0} + \text{énergie cinétique} \qquad (1)$$

a été effectivement observée en 1951 avec des neutrons libres.

Snell (1) et ses collaborateurs recherchent dans un faisceau intense de neutrons thermiques provenant de la pile d'Oak Ridge les électrons et les protons dus à la désintégration de ces neutrons.

Un champ électrique sépare électrons et protons, deux compteurs de Geiger A et B montés en coïncidence décèlent les électrons. Un multiplicateur d'électrons M donne une impulsion lorsqu'un proton libère des électrons à sa cathode et sert à compter les protons. Les impulsions de A+B (retardées de 0,25 microseconde pour tenir compte de ce que, à cause de leur grande masse, les protons atteignent M après que les électrons atteignent A et B) et de M sont envoyées à un dispositif à coïncidence C_2.

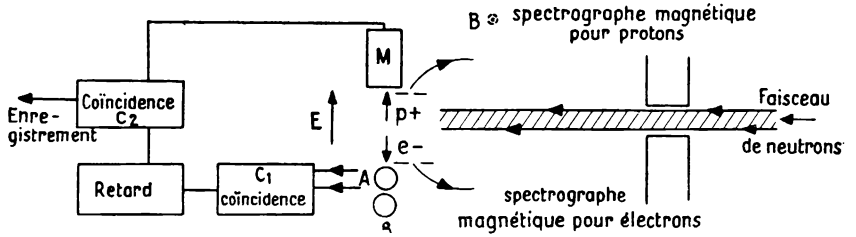


Fig. II-52

L'emploi des deux dispositifs à coïncidence C_1 et C_2 est nécessaire pour ne compter que les impulsions réellement dues à la désintégration d'un neutron.

Robson (2) a envoyé les protons et les électrons dans deux spectrographes magnétiques. Le spectre d'énergie des électrons se termine à 0,78 MeV, valeur que l'on peut prévoir à partir de (1) si ni le proton ni le neutrino n'emportent d'énergie. L'énergie cinétique maxima est calculable facilement. En effet, la perte de masse, évaluée en unité de masse atomique, est:

$$\underset{\text{masse neutron}}{1{,}00898} - \underset{\text{masse proton}}{1{,}00759} - \underset{\text{masse électron}}{0{,}00055} = 0{,}00084$$

Or l'unité de masse atomique possède (3) une énergie de 931 MeV. La perte de masse 0,00084 (u.m.a.) représente donc une énergie, libérée sous forme cinétique, de 0,784 MeV en excellent accord avec la limite 0,78 MeV du spectre d'énergie des électrons négatifs produits par la réaction (1).

La période du neutron a été mesurée par Robson qui l'a trouvée égale à 12,8 minutes. Il est remarquable qu'à l'intérieur d'un très grand nombre de noyaux le neutron soit stable tandis qu'il ne l'est pas à l'état libre.

(1) A. H. Snell, *Nucleonics*, 8(3), 1951, p. 3.

(2) J. M. Robson, *Phys. Review*, 81, 1951, p. 297.

(3) L'énergie de l'unité de masse atomique équivaut à:

$$mc^2 = \frac{10^{-3}\ \text{kg}}{6{,}02 \cdot 10^{23}} (3 \cdot 10^8)^2 = 1{,}49 \cdot 10^{-10}\ \text{joule.}$$

Un électron-volt vaut $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ joule, donc l'unité de masse atomique équivaut à une énergie de:

$$1{,}49 \cdot 10^{-10} / 1{,}602 \cdot 10^{-19} = 0{,}931 \cdot 10^9\ \text{eV} = 931\ \text{MeV.}$$

II-8.2.6. ***Spectromètres à neutrons.*** — Les accélérateurs et les réactions photonucléaires donnent des neutrons rapides d'énergie connue, mais les neutrons thermiques donnés par les réacteurs ont un spectre d'énergie étendu. Pour obtenir des neutrons lents d'énergie bien définie, ou pour mesurer l'énergie de neutrons lents donnés on utilise des spectromètres à neutrons. Comme les neutrons ne sont pas déviés par les champs électromagnétiques, on définit leur énergie soit par un sélecteur de temps de vol, soit par un spectromètre à cristal.

Sélecteur à temps de vol. — Un sélecteur à temps de vol ne donne à sa sortie que des neutrons dont la vitesse est très voisine d'une vitesse v choisie.

Un sélecteur de temps de vol peut être mécanique ou à générateur pulsé suivant que l'énergie des neutrons est faible ou non. Si nous appelons E cette énergie en électrons-volts, v la vitesse en m/s, τ le temps nécessaire, en microsecondes, pour parcourir 1 m:

E :	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^{2}
v :	437	1380	4370	$1{,}38 \cdot 10^{4}$	$4{,}37 \cdot 10^{4}$	$1{,}38 \cdot 10^{5}$
τ :	2280	726	228	72,6	22,8	7,26

E :	10^{3}	10^{4}	10^{5}	10^{6}	10^{7}	10^{8}
v :	$4{,}37 \cdot 10^{5}$	$1{,}38 \cdot 10^{6}$	$4{,}37 \cdot 10^{6}$	$1{,}38 \cdot 10^{7}$	$4{,}37 \cdot 10^{7}$	$1{,}28 \cdot 10^{8}$
τ :	2,28	0,726	0,228	0,0726	0,023	0,0078

Les sélecteurs mécaniques permettent d'analyser la répartition énergétique des neutrons de 0,001 eV à 5000 eV, ce qui pour cette dernière valeur correspond à une durée de parcours de 1,02 μs par mètre.

Leur principe général est de ne transmettre un flux parallèle de neutrons que pendant une durée Δt petite par rapport au temps mis par les neutrons pour aller du sélecteur au détecteur.

On arrive à ce résultat en faisant tourner des lames de cadmium.

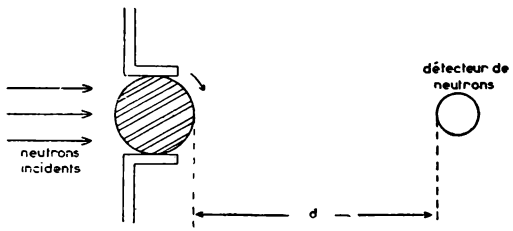


Fig. II-52 bis

Les neutrons ne traversent que lorsque ces lames se trouvent parallèles à leur vitesse à l'entrée; un dispositif électronique ne débloque le détecteur de neutrons qu'après une durée τ suivant le passage des neutrons entre les

lames de Cd. On voit (fig. II. 52 bis) que seuls les neutrons de vitesse $v = d/\tau$ seront détectés. Le dispositif convient bien jusqu'à une énergie cinétique des neutrons de 0,3 eV. Comme Cd devient transparent aux neutrons au-delà de 0,3 eV, il faut alors le remplacer par du nickel qui convient jusqu'à 100 eV.

Au-delà, à l'Argonne Laboratory de Chicago on emploie un sélecteur qui ressemble au dispositif de la roue dentée de Fizeau. Deux cylindres d'acier sont munis de 6 rainures parallèles à leur axe. L'un est immobile, l'autre tourne à vitesse réglable. Les neutrons passent par paquets lorsque les rainures des deux cylindres sont en face les unes des autres. On arrive ainsi à sélectionner des neutrons dont l'énergie cinétique peut atteindre 5000 eV. Au lieu des lames tournantes de la fig.II-52 bis, on peut employer un accélérateur produisant un faisceau modulé de neutrons que l'on associe à un détecteur fonctionnant à intervalles très brefs retardés d'une durée τ réglable électroniquement sur chaque paquet de neutrons(1) (2). Avec le cyclotron de la Colombia University à New-York on arrive à analyser des faisceaux de neutrons de 0,001 eV à 10 keV.

Spectromètre à cristal. — Conformément à la mécanique ondulatoire, à un neutron est associée une onde de $\lambda = h/mv$. Ces longueurs d'onde sont pour les neutrons lents et thermiques de l'ordre de grandeur des distances entre plans réticulaires d'un cristal. On peut donc employer un cristal comme sélecteur de neutrons comme on le fait pour les rayons X dans la méthode du cristal tournant.

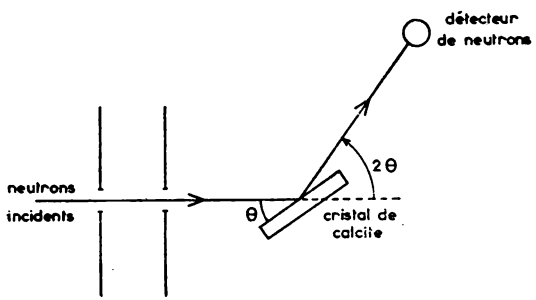


Fig. II-52 ter

Ce spectromètre peut donner des neutrons monocinétiques d'énergie comprise entre 0,01 eV et 100 eV. On choisit l'énergie désirée par réglage de l'angle θ.

II-8.3. **Hypérons.**

Les hypérons ont une masse supérieure à celle du neutron. On en connaît actuellement cinq, tous radioactifs, qui disparaissent en donnant un nucléon et un méson π ou un autre hypéron et un photon ou un méson π.

(1) H. GUILLON et A. KADJAR, *Onde Electrique*, 38, 1958, p. 641.
(2) J. P. DUCHEMIN et P. GUTMANN, *Onde Electrique*, 38, 1958, p. 648.

On les a découverts dans le rayonnement cosmique (1), puis produits à Brookhaven en bombardant une cible par des neutrons de 2,2 GeV et aussi en bombardant de l'hydrogène par des mésons π^- de 1,5 GeV. Ceci produit aussi des mésons K:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K_1^0 \quad \text{puis} \quad \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad \text{et} \quad K_1^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+.$$

On a également observé

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+, \quad \gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0 \quad \text{et} \quad \gamma + p \rightarrow K^0 + \Lambda^+.$$

Les hypérons sont probablement des nucléons excités.

On a observé des noyaux hypériques dont un nucléon est un hypéron Λ°, par exemple de l'hydrogène du deutérium, du tritium, de l'hélium, et du carbone. Il existe ${}^4_1H$ dont le noyau contient 1 proton, 2 neutrons et un Λ°. Ces noyaux hypériques sont instables.

II-9. Lois de conservation dans les transformations.

II-9.1. Loi de conservation de la charge.

La charge électrique d'un ensemble de particules qui réagissent les unes sur les autres reste constante.

Dans une transformation nucléaire:

$$A + B \rightarrow C + D,$$

la somme algébrique des charges de A et de B est égale à celle des charges de C et de D.

II-9.2. Loi de conservation des baryons.

Dans toutes les réactions nucléaires et les transformations de particules en d'autres particules, on a constaté jusqu'ici que le nombre de baryons est conservé. Les baryons doivent être comptés positivement (b) et les antibaryons négativement ($\bar{b} < o$) on a $b + \bar{b} = b' + \bar{b}'$.

Exemples:

a) Un hypéron Σ° se désintègre:

$$\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \gamma$$
$$b = 1 \qquad b' = 1$$

b) Un antiproton rencontre un proton, ces deux particules disparaissent en donnant des mésons

$$p + \bar{p} \rightarrow \text{mésons}$$
$$b = 1 \quad \bar{b} = -1 \qquad b' = 0 \quad \bar{b}' = 0$$

(1) Les hypérons furent d'abord appelés varitrons, particules V_2, puis particules Y. En 1946, ALICHANOW et ALICHANIAN ont annoncé avoir trouvé dans le rayonnement cosmique des particules de masses bien plus élevées (de 8 000 à 25 000 fois la masse de l'électron). Il s'agit sans doute de noyaux légers.

c) Dans les réactions nucléaires habituelles à basse énergie les baryons sont les nucléons: proton et neutron, il n'y a pas d'antibaryons et l'on a simplement conservation du nombre des protons et conservation de celui des neutrons. (Voir 3ème partie, chapitre IV.)

Par contre, dans la radioactivité β et dans les réactions nucléaires où des mésons sont produits ou capturés on devra écrire:

(nombre de protons + nombre de neutrons)$_1$ =

(nombre de protons + nombre de neutrons)$_2$.

II-9.3. **Loi de conservation des leptons.**

Dans une transformation de particules en d'autres et dans les transformations nucléaires on a constaté que le nombre des leptons est conservé. Les leptons doivent être comptés positivement (l), les antileptons ($\bar{l}$) négativement. La loi s'exprime par:

$$l + \bar{l} = l' + \bar{l}'$$

Exemples:

désintégration d'un méson π^+:

$$\begin{array}{ccccc} \pi^+ & \rightarrow & \mu^+ & + & \nu \\ l = 0 & & l' = 1 & & \\ \bar{l} = 0 & & & & \bar{l}' = -1 \end{array}$$

désintégration d'un méson π^-:

$$\begin{array}{ccccc} \pi^- & \rightarrow & \mu^- & + & \bar{\nu} \\ l = 0 & & \bar{l}' = -1 & & l' = 1 \end{array}$$

désintégration d'un méson μ^-:

$$\begin{array}{ccccccc} \mu^- & \rightarrow & e^- & + & \nu & + & \bar{\nu} \\ l = 0 & & l' = & & 1 & & \\ \bar{l} = -1 & & \bar{l}' = -1 & & & & -1 \end{array}$$

II-9.4. **Loi de conservation de l'énergie.**

Dans une transformation:

$$A + B \rightarrow C + D,$$

on peut dire que l'énergie totale du premier membre est égale à l'énergie totale du second, à condition de tenir compte de toutes les formes d'énergie:

1° dans chaque membre l'énergie de masse $W = m_0 c^2$, m_0 désignant la masse au repos,

2° l'énergie cinétique des particules du premier membre (si elles sont en mouvement) et l'énergie cinétique des particules du second membre,

3° l'énergie rayonnée absorbée ou émise.

On groupe l'énergie de masse et l'énergie cinétique en une seule expression en remplaçant pour chaque particule sa masse au repos m_0 par sa masse relativiste:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}};$$

on écrira donc:

$$\sum_1 m c^2 + h\nu_1 = \sum_2 m c^2 + h\nu_2,$$

$h\nu_1$ représentant un éventuel rayonnement absorbé et $h\nu_2$ représentant un éventuel rayonnement émis.

Dans le cas plus simple des transformations radioactives, il n'y a pas de rayonnement absorbé, pas d'énergie cinétique initiale et l'on a simplement:

$$\sum_1 m_0 c^2 = \sum_2 m c^2 + h\nu_2;$$

il y a diminution de la masse, car celle-ci est transformée partiellement en énergie cinétique et énergie rayonnée.

II-9.5. **Loi de conservation de la quantité de mouvement.**

La quantité de mouvement totale $\Sigma\, m\vec{v}$ reste constante au cours d'une transformation.

Par exemple une particule a ne peut se désintégrer en une seule particule b douée d'énergie cinétique, mais elle peut se désintégrer en deux particules b et c telles que $m_b\vec{v}_b + m_c\vec{v}_c = 0$.

II-9.6. **Loi de conservation du moment cinétique.**

Chaque particule a un moment cinétique propre, multiple entier ou demi-entier de $\hbar$. Le facteur qui multiplie $\hbar$ est le spin s de la particule, par exemple pour un électron $s = \frac{1}{2}$.

En plus de ce spin intrinsèque, si la particule décrit une orbite, elle possède un moment cinétique orbital dont la valeur est d'après la théorie quantique $l\hbar$, l étant entier. Par suite, dans une transformation permise, la somme des spins (intrinsèques et orbitaux) ne peut varier que d'un nombre entier ou nul.

II-9.7. **Loi de conservation du caractère statistique.**

Il existe deux classes différentes de particules. Les unes obéissent à la statistique de Fermi et Dirac, un état d'énergie donné ne peut être occupé que par un nombre limité de ces particules. Tel est le cas des électrons qui

suivent le principe de Pauli et dont un seul occupe l'état défini par n, *l*, m, s. Des particules obéissant à cette statistique sont appelées des *fermions*.

L'autre classe de particules comprend les particules qui peuvent occuper en nombre quelconque un état d'énergie donné. Leur répartition en fonction de l'énergie obéit à une statistique établie par Bose et Einstein. On les appelle des *bosons*.

Supposons que plusieurs fermions et bosons réagissent. Attribuons le nombre -1 à un fermion, $+1$ à un boson. Le produit de ces nombres pour un système de particules déterminera si le système suit la statistique de Fermi ou celle de Bose. La loi de conservation est, qu'au cours d'une transformation, le caractère statistique du système ne peut changer.

Par exemple:

un positron et un électron sont tous deux des fermions, ils disparaissent en donnant deux photons qui sont deux bosons:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2 \quad h\nu$$
$$(-1) \cdot (-1) = (+1)(+1).$$

II-9.8. **Loi de conservation de la parité.**

Une autre caractéristique des particules, qui est importante par sa conservation dans les transformations est ce qu'on appelle leur parité. La probabilité de trouver une particule en un point x, y, z donné avec un spin s est donnée par $\Psi\Psi^*$, où Ψ est une fonction $\Psi(x, y, z, s)$ des coordonnées et de s.

On dit que:

la parité de la particule est paire si $\Psi(-x, -y, -z, s) = \Psi(x, y, z, s)$,
la parité est impaire si $\Psi(-x, -y, -z, s) = -\Psi(x, y, z, s)$.

Si un système est formé de plusieurs particules, 1, 2, 3 ... la fonction d'onde du système est en première approximation: Ψ_1, Ψ_2, Ψ_2. D'où les règles d'obtention de la parité d'un système:

un nombre pair de particules donne un système à parité paire,
un nombre impair de particules paires donne un système pair,
un nombre impair de particules impaires donne un système impair.

D'une manière générale s'il y a p particules paires et i particules impaires, la parité du système est: impaire si i est impair,
paire si i est pair.

Jusqu'en 1957 on avait cru que la parité d'un système de particules est une constante qui ne peut changer que par la capture ou la perte d'un nombre impair de particules impaires.

Deux physiciens chinois T.D. Lee et C.N. Yang ont eu le prix Nobel en 1957 pour avoir imaginé puis réussi des expériences montrant que le principe de parité pouvait être en défaut dans le cas des « forces faibles ».

Ces forces faibles sont par exemple les forces s'exercant sur les électrons β des éléments radioactifs au moment où ils quittent le noyau.

Le noyau de cobalt 60 est radioactif et donne:

$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \rightarrow \beta^- + {}^{60}_{28}\mathrm{Ni}^*$$

(puis le noyau excité de nickel se désexcite en émettant des rayons γ).

Yang, Lee et Mme Wu ont montré que les électrons β sont émis de préférence dans une direction opposée au spin du noyau $^{60}_{27}$Co. L'expérience fut faite en orientant dans un champ magnétique au voisinage du zéro absolu les spins des noyaux ^{60}Co contenus dans un cristal paramagnétique d'un sel de cobalt. Expérience analogue: des neutrons issus d'un réacteur sont polarisés par réflexion sur un miroir en cobalt. Les électrons de désintégration des neutrons sont opposés au spin.

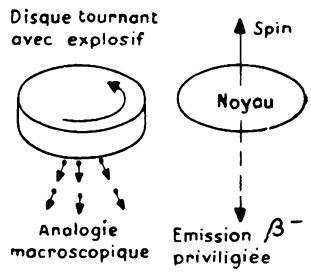


Fig. II-53

Le principe de parité prévoyait une émission β identique en direction du spin et en direction opposée mais l'expérience montra que l'émission avait lieu presque uniquement en sens inverse du spin. Ceci est comparable à ce qui se passerait à l'échelle microscopique si un disque tournant explosait en envoyant ses éclats sur un seul côté.

On considère donc aujourd'hui, que le principe de parité, valable pour les forces entre nucléons et les forces électromagnétiques, ne l'est pas toujours pour les « forces faibles » (1) (2).

II-9.9. **Spin isotopique. Etrangeté.**

On considère maintenant que certaines particules ne sont en réalité que des états différents d'une même particule caractérisée par un nombre quantique T appelé *spin isotopique* ou *spin isobarique.*

Par exemple le neutron et le proton seraient deux états d'une même particule le nucléon, de $T = 1/2$. Ces deux particules correspondent au doublet $T = 1/2$, $T = -1/2$.

Si $T = 3/2$, on a un quadruplet de valeurs: $-\frac{3}{2}$, $-\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$

(1) Voir E.C.G. STRECKELBERG, *Industries Atomiques*, n° 1/2, 1958, p. 17.
(2) A. LUNDBY et J.P. STROOT, *Industries Atomiques*, n° 1/2, 1958, p. 27.

qui devrait correspondre à 4 particules, qui sont les mésons π^+, π°, $\bar{\pi}^\circ$, et π^-. Comme le méson π° est identique à son antiparticule $\bar{\pi}^\circ$, il n'y a en réalité que 3 particules π^+, π°, π^- pour la valeur $T = 3/2$.

Considérons maintenant une transformation de particules ou une transformation nucléaire. On attribue au premier et au second membre de la transformation un nouveau paramètre *l'étrangeté S*. Dans chaque membre S est la somme des étrangetés de chaque particule, et définie par

$$\frac{S}{2} = \frac{Q}{e} - T - \frac{N}{2}.$$

Q/e est le rapport des charges à celle de l'électron

T est le spin isotopique

N est le nombre des baryons et des antibaryons ($N = b + \bar{b}$).

Le photon, les leptons, les mésons π, le proton et le neutron ont une étrangeté nulle: $S = 0$. Les hypérons Ξ^- et Ξ° ont une étrangeté $S = -2$. Toutes les autres particules ont une étrangeté $S = \pm 1$.

Lorsqu'une transformation correspond à $\Delta S = 0$, on constate qu'elle est très probable et se fait rapidement ($\sim 10^{-20}$s), il y a interaction forte.

Une transformation correspondant à $|\Delta S| = 1$ est lente (10^{-10} à 10^{-6}s), il y a interaction faible. Une transformation telle que $|\Delta S| = 2$ est interdite, donc extrêmement rare.

II-10. **Conclusion.**

On connaît actuellement plus de vingt particules. Sont-elles élémentaires? Les mésons ont montré que certaines particules peuvent se transformer les unes dans les autres, soit par choc, soit spontanément. De ces particules, cinq sont bien connues: le photon, l'électron, le positon, le proton et le neutron. D'autres le sont à peine: mésons lourds et hypérons, neutrino. Les grands accélérateurs de particules en service ou en cours de fabrication commencent à permettre de préciser les propriétés de ces particules et leurs transformations.

Dans le rayonnement cosmique on a observé quelques particules d'énergie supérieure à 10^{19} eV, nos accélérateurs n'atteignent pas encore 100 GeV; il est donc possible que de nouvelles particules que nous ne savons pas encore produire soient encore découvertes dans le rayonnement cosmique.

Les leptons et les baryons sont des fermions qui suivent la statistique de Fermi et Dirac. Toutes les autres particules sont des bosons suivant la statistique de Bose et Einstein.

Le tableau des particules actuellement connues montre l'intérêt qu'il y aurait à trouver une théorie qui prévoie l'existence de toutes ces parti-

cules, et en particulier donne la valeur de leur masse, de leur durée de vie, de leur moment magnétique qui, actuellement, ont pour nous uniquement un sens expérimental. Il n'est pas exclu que l'on puisse un jour considérer au moins les particules douées de masse comme des états différents d'une particule unique ou tout au moins d'un très petit nombre de particules.

	Particule et son symbole	Charge	Masse / Masse élec.	Masse (MeV)	Spin	Moment magnétique en magnétons nucléaires	Vie moyenne (sec)	Produits de décomposition
	photon γ	0	0	0	1	0	∞	
LEPTONS	neutrino ν	0	0	0	1/2	0	∞	
	électron e^-	−	1	0,51098	1/2	−1 836	∞	
	positon e^+	+	1	0,51098	1/2	+1 836	∞	
	méson μ μ^+	+	206,8	105,65	1/2	+8,87	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$	$e^+ + 2\nu$
	méson μ μ^-	−	206,8	105,65	1/2	−8,87	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$	$e^- + 2\nu$
MESONS	mésons π π°	0	264,3	135,0	0	0	$2 \cdot 10^{-15}$	2γ
	mésons π π^+	+	273,2	139,6	0	0	$2{,}6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$
	mésons π π^-	−	273,2	139,6	0	0	$2{,}6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^- + \nu$
	K^+	+	966,7	493,9	0	0	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$ $\pi^+ + \pi^\circ$ $\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ $\pi^+ + \pi^\circ + \pi^\circ$ $\pi^\circ + e^+ + \nu$ $\pi^\circ + \mu^+ + \nu$
	mésons K K^-	−	966,7	493,9	0	0	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	
	mésons K K_1°	0	967,5	497,8	0	0	$1{,}7 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^-$ $\pi^\circ + \pi^\circ$
	K_2°	0	967,5	497,8	0	0	$6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ + e^- + \nu$ $\pi^- + e^+ + \nu$ $\pi^+ + \mu^- + \nu$ $\pi^- + \mu^+ + \nu$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$
BARYONS	proton p	+	1 836,1	938,21	1/2	2,79	∞	
	antiproton $\bar{p}$	−	1 836,1	938,21	1/2	−2,79	∞	
	neutron n	0	1 838,6	939,52	1/2	−1,91	1 040	$p + e^- + \nu$
	antineutron $\bar{n}$	0	1 838,6	939,52	1/2	1,91	1 040	
	hypérons Λ°	0	2 180	1 115,4	1/2		$2{,}6 \cdot 10^{-10}$	$p + \pi^-$
	hypérons Σ^+	+	2 328	1 189,6	1/2		$8 \cdot 10^{-11}$	$p + \pi^\circ$
	hypérons Σ°	0	2 328	1 189,6	1/2		10^{-13}	$\Lambda^\circ + \gamma$
	hypérons Σ^-	−	2 328	1 189,6	1/2		$1{,}7 \cdot 10^{-10}$	$n + \pi^-$
	hypérons Ξ^-	−	2 581	1 318	1/2		$5 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^\circ + \pi^-$
	hypérons Ξ°	0	2 567±16	1 311±8	1/2		$1{,}5 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^\circ + \pi^\circ$

CHAPITRE III

LES ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES

III-1. **But des accélérateurs.**

On a réalisé artificiellement les premières transmutations en bombardant des noyaux par des particules α (Rutherford). Ces particules étaient émises par des éléments naturellement radioactifs.

La proportion de particules α provoquant la transmutation est très faible, de l'ordre de 10^{-8}, il y a donc intérêt à ce que leur nombre soit aussi élevé que possible. Or les sources radioactives naturelles donnaient de 10^7 à 10^9 particules α par seconde (1). Un courant électrique de 1 microampère transporté par des ions H^+ apporte à la cathode $6 \cdot 10^{12}$ ions par seconde, soit plus de mille fois plus.

L'énergie des rayons α émis par la série de l'uranium va de 4 à 8 MeV, celle des rayons β ne dépasse pas 3 MeV. L'obtention d'énergies de cet ordre est apparue techniquement possible vers 1920 en accélérant des ions H^+ ou He^{++} par une différence de potentiel suffisante. On a alors demandé aux accélérateurs de fournir des particules d'énergie comparable à celle des particules α naturelles mais en *nombre beaucoup plus élevé*. On a accéléré des protons ${}_1^1H^+$, des deutons ${}_1^2H^+$, des hélions ${}_2^4He^{++}$, des atomes de lithium ${}_3^7Li^+$, etc.

Devant l'intérêt des résultats obtenus, on a cherché à donner aux ions des énergies de plus en plus élevées. Le tableau très approximatif ci-après montre cette course aux énergies élevées (p. 249).

Actuellement, les accélérateurs à cascade et de Van de Graaff servent surtout à l'étude très précise des interactions noyaux-particules en donnant à celles-ci une énergie bien déterminée. Le synchrocyclotron et le synchrotron ainsi que les accélérateurs linéaires servent essentiellement à rechercher, puis à étudier des phénomènes nouveaux sans très grande précision. Le cyclotron joue un rôle intermédiaire à ces deux classes d'accélérateurs.

(1) 1 gramme de radium donne $3{,}7 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde.

Type d'accélérateur	Date	Particules accélérées	Energie MeV	Plus grande dimension (m)
cascade	1932	ions	3	10
Van de Graaff	1931	ions	12	13
bêtatron	1940	électrons	2,3	1
,,	1950	,,	300	10
cyclotron	1940	ions	30	10
synchrocyclotron	1950	,,	200	20
linéaire	1953	électrons	1 000	300
synchrotron	1956	ions	6 000	32
,,	1957	,,	10 000 (Dubno)	72
,,	1960	,,	25 000 (CERN)	200

III-2. **Classification des accélérateurs.**

La seule force $\vec{F}$ utilisée pour accroître l'énergie cinétique des particules est la force $\vec{eE}$ qu'un champ électrique $\vec{E}$ exerce sur leur charge électrique e. Un champ d'induction magnétique $\vec{B}$ ne fait pas croître la vitesse puisque la force $\vec{ev} \wedge \vec{B}$ est normale à $\vec{v}$. Les particules chargées (protons, deutons, hélions, ... électrons) seront accélérées par un champ électrique. Les neutrons ne pourront que recueillir l'énergie cinétique des ions accélérés qui en les choquant les projettent en avant.

Les champs magnétiques qui existent dans certains accélérateurs servent essentiellement à imposer aux particules une trajectoire courbée de manière à ce qu'elles puissent être accélérées plusieurs fois de suite par un champ électrique. Accessoirement, ils focalisent les particules et assurent la stabilité des trajectoires. Dans le bêtatron le champ d'induction est la somme d'un champ constant qui a le rôle précédent et d'un champ variable en fonction du temps dont la variation induit le champ électrique $\vec{E}$ accélérateur.

Dans l'étude que nous allons faire des accélérateurs nous les diviserons suivant les principes étudiés en:

accélérateurs à haute tension

générateur en cascade,
générateur de Van de Graaff

accélérateurs à impulsions synchronisées

a) trajectoire rectiligne: accélérateurs linéaires,

b) trajectoire curviligne (grâce à un champ magnétique):

cyclotron; bêtatron; synchrocyclotron; synchrotron.

III-3. Accélérateurs à haute tension.

III-3.1. Généralités.

Dans ces accélérateurs, la conservation de l'énergie nous donne:

$$mc^2 - m_0 c^2 \# \frac{1}{2} m_0 v^2 = eV,$$

où e désigne la charge de la particule, m_0 sa masse au repos, v sa vitesse finale, V la différence de potentiel qui a créé la vitesse v.

On voit donc que plus on désire une énergie élevée, plus la différence de potentiel à produire est élevée. C'est précisément ce qui limite l'énergie maxima que l'on peut obtenir avec ces accélérateurs et en est l'inconvénient essentiel.

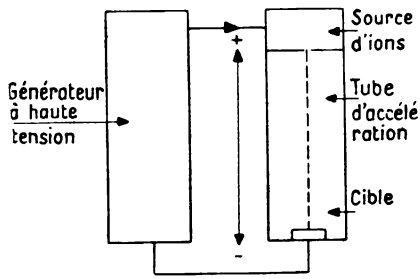


Fig. II-54

Par contre, il est relativement facile de maintenir bien constante une différence de potentiel, donc de donner aux particules une énergie cinétique bien définie. La trajectoire des particules étant rectiligne entre les électrodes dont le potentiel diffère de V, l'injection des ions dans l'appareil est simple et facile et la cible ne risque pas de diaphragmer le faisceau de particules. Toutefois la focalisation des particules dans le tube d'accélération est plus délicate que dans les accélérateurs utilisant un champ magnétique.

III-3.2. Source d'ions.

Les sources d'ions employées dans les accélérateurs à haute tension diffèrent de celles des spectromètres de masse en ce qu'on leur demande un débit d'ions plus intense et que l'on tolère une dispersion d'énergie plus élevée parce que l'énergie cinétique d'un ion au sortir de la source est très petite devant celle qu'il acquiert dans le tube d'accélération.

Deux types sont fréquemment utilisés:

1° *L'arc continu capillaire.* — Cet arc consomme 0,1 à 1 ampère sous quelques centaines à quelques milliers de volts. Le débit gazeux est d'environ 0,5 cm³ par minute et le courant d'ions de quelques centaines de microampères dont environ la moitié sont des ions atomiques, les autres des ions moléculaires (par exemple H^+ et H_2^+).

2° *La décharge haute fréquence.* — Une hélice en cuivre parcourue par un courant à la fréquence de 20 MHz consomme quelques centaines de watts.

A la sortie de cette source on obtient quelques centaines de microampères, 90% des ions étant des ions atomiques (1). Le débit gazeux est seulement de 0,25 cm^3/mn ce qui facilite le maintien du vide dans le tube d'accélération.

III-3.3. **Tube d'accélération.**

Ce tube est, avec la source d'ions, l'organe le plus délicat des accélérateurs à haute tension. Il doit en effet y régner un excellent vide pour que les particules suivent la trajectoire rectiligne qui les amène sur la cible sans être déviées par des chocs sur des molécules de gaz. Il doit supporter entre ses extrémités une différence de potentiel très élevée et près de son axe le champ électrique doit être uniforme, sans composante transversale qui défocaliserait le faisceau de particules.

Ces conditions sont assez difficiles à remplir simultanément. Par exemple pour rendre uniforme le champ longitudinal, on divise le tube en tronçons isolants d'une dizaine de centimètres au moins, séparés par des anneaux ou des disques conducteurs. Les soudures isolant-métal doivent être absolument étanches au vide. Les disques conducteurs favorables pour la constance du champ axial ne protègent pas les parois isolantes contre des particules diffusant latéralement.

On emploie généralement des cylindres en verre à la silice soudés à des anneaux ou à des disques d'alliage kovar, ou des cylindres en isolants organiques collés aux anneaux par de la résine araldite. Le nombre de joints peut dépasser la centaine puisque la longueur du tube d'accélération peut atteindre 10 mètres. Le potentiel varie régulièrement le long du tube d'accélération parce que l'on réunit les anneaux les uns aux autres par une chaîne de résistance très élevée (par exemple une corde de caoutchouc) ou une effluve contrôlée.

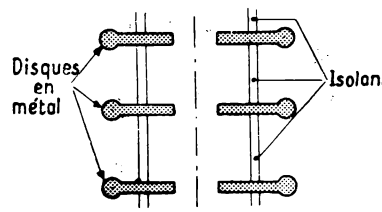


Fig. II-55

III-3.4. **Analyseur magnétique et sélecteur d'énergie.**

a) *Analyseur magnétique.* — Pour ne bombarder la cible qu'avec des ions de masse bien déterminée on place à la sortie du tube d'accélération un analyseur magnétique qui groupe les particules de même e/m et d'énergie différente en faisceaux de direction donnée. Cet analyseur sépare par exemple le faisceau de protons H^+ du faisceau d'ions moléculaires H_2^+.

(1) P. C. THONEMANN, J. MOFFATT, D. ROAF, J. H. SANDERS, *Proc. Phys. Soc.*, 31. 1948. p, 83,

Cette analyse du faisceau a l'avantage de ne bombarder la cible qu'avec une seule sorte de particules, ce qui rend plus simple et plus sûre l'interprétation des phénomènes.

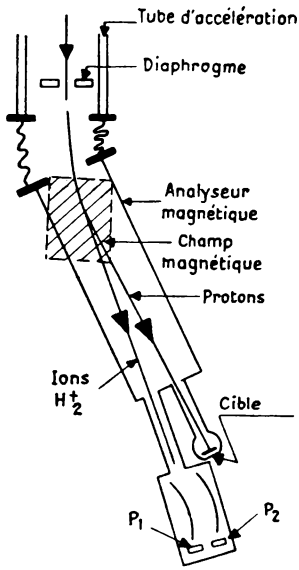


Fig. II-56
Sélecteur électrostatique d'énergie.

b) *Sélecteur d'énergie.* — Le sélecteur d'énergie sépare, lui, des ions de même e/m mais d'énergies différentes. Il est constitué généralement par un condensateur à électrodes en arc de cercle (environ 90°). A sa sortie le faisceau tombe sur deux plaques métalliques isolées P_1 et P_2. Toute variation dans l'énergie cinétique du faisceau provoque une différence de potentiel entre P_1 et P_2. On utilise cette différence de potentiel comme tension d'erreur pour maintenir à une valeur constante choisie la haute tension accélératrice U. Les ions que l'on envoie dans le sélecteur d'énergie sont généralement des ions moléculaires et non des ions atomiques.

III-3.5. Générateur en cascade.

III-3.5.1. *Principe.* — Le générateur de haute tension en cascade imaginé par Greinacher et construit pour la première fois à grande échelle par Cockcroft et Walton utilise comme première cellule le montage doubleur de tension dû à Villard puis comme cellules suivantes un treillis de diodes redresseuses et de capacités.

La tension au secondaire du transformateur étant $V \sin \omega t$, grâce à la diode D le condensateur C se charge au potentiel V de crête et reste chargé à ce potentiel s'il ne débite pas. On a donc:

$$V_A - V_O = V_A - V_T + V_T - V_O$$
$$= V + V \sin \omega t;$$

le potentiel de A varie entre 0 et $2V$.

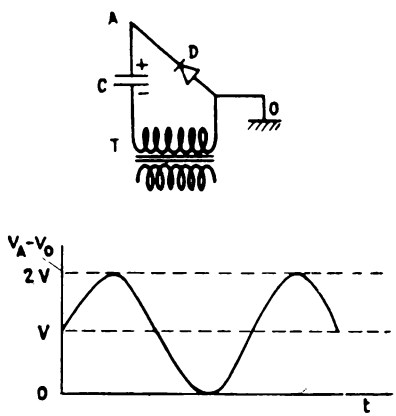


Fig. II-57

Greinacher utilise la composante sinusoïdale de $V_A - V_O$ en la redressant et la portant aux bornes de C_1 par la diode D_1. C_1 se charge à la valeur maxima de $V_A - V_O$ donc à $2V$.

Le condensateur C'_1 se charge lui aussi par D'_1 et D'_2 au potentiel $2V$.

Tous les condensateurs C_1, C_2, C_3..., C'_1, C'_2, C'_3 ont la même charge $2CV$; les points B_1, B_2, B_3 de la colonne de droite ont des potentiels fixes, les points A_1, A_2 de la colonne de gauche ont des potentiels variables:

Point	Potentiel	Point	Potentiel
A_n	$(2n-1)\,V+V\sin\omega t$	B_n	$2nV$
A_3	$5V+V\sin\omega t$	B_3	$6V$
A_2	$3V+V\sin\omega t$	B_2	$4V$
A_1	$V+V\sin\omega t$	B_1	$2V$

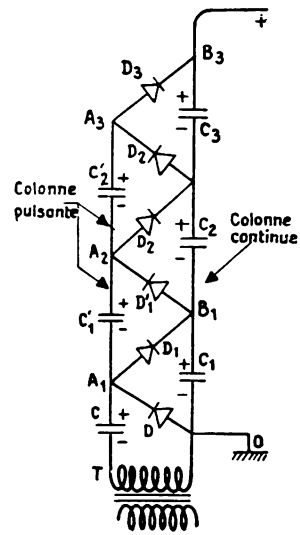


Fig. II-58

III-3.5.2. ***Ondulation relative et résistance interne.*** — Dans l'exposé du principe du générateur en cascade, nous n'avons pas tenu compte du courant débité.

Supposons que le courant débité soit i et que la fréquence du courant alternatif d'alimentation soit F. Pendant une période $1/F$, une charge i/F sort de la borne supérieure. On peut dire que le condensateur C_n perd pendant une partie de la période une charge i/F, le condensateur C_{n-1} perd i/F pour recharger C_n et i/F pour son compte, C_{n-2} perd i/F pour son compte et $2\,i/F$ pour recharger C_{n-1}, et ainsi de suite jusqu'à C_1 qui perd ni/F. La variation du potentiel aux bornes

$$\begin{aligned} &\text{de } C_n \quad \text{est } i/FC,\\ &\text{de } C_{n-1} \quad 2i/FC,\\ &\text{de } C_{n-2} \quad 3i/FC,\\ &\qquad \cdots\cdots\cdots\\ &C_1 \qquad ni/FC, \end{aligned}$$

donc en tout: $\Delta = \dfrac{i}{FC}(1+2+\ldots+n) = \dfrac{i}{FC}\dfrac{n(n+1)}{2}$.

Dans la pratique on donne au condensateur situé entre A_1 et T une capacité $2C$ et il en résulte que $\Delta = \frac{i}{FC}\frac{n^2}{2}$.

La résistance interne se calculerait d'une manière analogue. Dans le cas où la capacité à la base entre A_1 et T est $2C$, cette résistance interne est $R \# 2n^3/3FC$.

L'ondulation relative $\Delta(2nV - iR)$ est donc sensiblement $\frac{in/2FC}{2V - 2in^2/3FC}$; elle croît plus vite que i et est d'autant plus faible que F est plus élevée.

Exemple: $V = 100\,000$ volts, $F = 200$, $C = 20\,000$ pF, $n = 10$.

Le générateur donne à vide une tension de $2nV = 2$ millions de volts, l'ondulation relative est sensiblement $in/4FCV = 6{,}25\ i$.

La résistance interne est $2n^3/3FC = 166$ mégohms.

Si $i = 1$ mA, l'ondulation relative est $25^0/_{00}$, c'est-à-dire $\Delta = 50\,000$ volts, la chute de tension aux bornes $1{,}66 \cdot 10^8 \cdot 10^{-3}$ soit 166 000 volts.

Remarque. — La résistance interne R croît comme n^3. Pour un débit i donné, la haute tension disponible est $U = 2nV - iR$, elle est maxima pour un nombre n d'étages tel que $\partial U/\partial n = 0 = 2V - i\frac{\partial R}{\partial n} = 2V - \frac{2in^2}{FC}$ ou $n = \sqrt{\frac{VFC}{i}}$. On n'a donc pas d'intérêt à augmenter trop le nombre des étages.

III-3.5.3. ***Détails techniques.***

1° *Condensateurs.* — Ils sont formés d'éléments montés en série. Un élément est obtenu en enroulant ensemble deux bandes d'étain recouvertes sur leurs faces par du papier imprégné. Les éléments sont empilés dans un cylindre isolant que l'on remplit, à chaud et sous vide, de graisse spéciale. Les condensateurs ont ainsi un volume réduit tout en étant capables de supporter des tensions élevées: par exemple un condensateur de 10 000 pF, 300 000 volts a une hauteur de 45 cm et un diamètre de 18 cm.

2° *Résistances.* — Des résistances sont placées en série avec les diodes dans les branches obliques du schéma. Leur raison d'être est d'empêcher des oscillations parasites de se produire. Ces résistances sont obtenues en enroulant un fil de maillechort de 0,01 mm sur une âme de coton imprégné qui est ensuite bobinée en hélice.

3° *Diodes.* — Les diodes sont généralement des diodes à vapeur de mercure parce que la puissance nécessaire à leur chauffage, de l'ordre de 8 watts, est dix fois plus faible qu'avec des diodes à vide redressant le même cou-

rant. Elles sont de forme tubulaire et munies d'une dizaine d'anneaux reliés par des capacités de manière à ce que la chute de potentiel entre anode et cathode reste à peu près linéaire.

Pour diminuer l'ondulation et la résistance interne qui sont inversement proportionnelles à la fréquence F de la tension alternative d'alimentation, on a réalisé un générateur en cascade alimenté sur 5 MHz, le nombre des étages dépasse 100, les diodes sont alors de petites diodes peu coûteuses.

Des essais sont en cours pour remplacer les diodes à mercure ou à vide, par des redresseurs secs Fe-Se mis en série en nombre suffisant pour supporter les tensions inverses élevées.

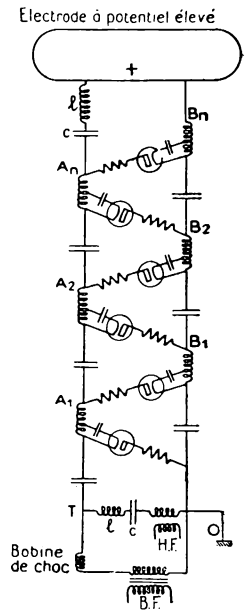


Fig. II-59

4° *Chauffage des diodes.* — Le filament des diodes (qui est en même temps leur cathode) doit être chauffé. Or ce filament est à un potentiel très supérieur à celui du sol. La solution la plus simple est de chauffer chaque diode par une petite dynamo entraînée par un arbre isolant commun à toutes les diodes d'une même colonne.

Une autre solution est d'injecter entre les points O et T une tension à 500 kHz. Cette tension produit un courant haute fréquence qui monte par la colonne de droite par $B_1, B_2, \ldots B_n$, atteint l'électrode à haut potentiel, de là redescend à travers le circuit résonnant série l, c par la colonne de gauche A_n, A_{n-1}, ... A_2, A_1, T, l, c. Des autotransformateurs à secondaire accordé placés aux points B_1, B_2, ..., B_n, A_1, A_2, A_3, ..., A_n prélèvent la puissance HF nécessaire au chauffage des valves.

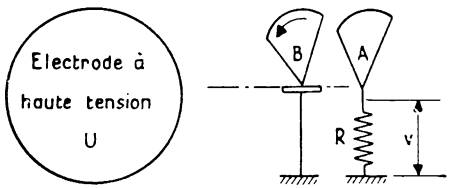


Fig. II-60

5° *Mesure de la tension.* — Un procédé simple consiste à mesurer le courant i débité à travers une résistance très élevée R reliant au point O l'électrode B_n à la haute tension et à appliquer la loi d'Ohm:

$$U = iR.$$

Malheureusement, les résistances très élevées nécessaires ne sont pas très stables dans le temps et leur valeur peut même dépendre du courant qui les traverse.

Il est préférable d'employer le voltmètre générateur qui sans contact avec l'électrode à haute tension mesure cependant son potentiel. Son principe est le suivant:

Le conducteur fixe A constitue avec l'électrode à haute tension de l'accélérateur un condensateur dont la capacité C dépend de la position d'un conducteur mobile B. A a la forme d'un trèfle à quatre feuilles et B celle d'une croix, le profil de A et de B a été calculé de sorte que si B tourne à la vitesse angulaire ω on ait $C = C_0 \sin \omega t$. La charge Q induite par U sur A est $Q = C\,U = C_0 U \sin \omega t$, elle donne dans R un courant $i = \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t = \omega C_0 U \cos \omega t$ qui produit aux bornes de R une différence de potentiel $v = R\,i = \omega R\,C_0 U \cos \omega t = v_0 \cos \omega t$. Cette différence de potentiel v a son amplitude $v_0 = \omega R\,C_0 U$ proportionnelle à U. On déterminera le rapport $v_0/U = \omega R\,C_0$ par un étalonnage avec une tension U connue, le voltmètre permettra alors de déduire U de la lecture de v_0. Avec un moteur synchrone, on détermine par cette méthode U à 1/1000 près.

III-3.6. **Générateur de Van de Graaff.**

III-3.6.1. ***Principe.*** — On amène une sphère métallique creuse S à un haut potentiel V par rapport à la terre en lui apportant des charges électriques déposées sur une courroie isolante mobile. La sphère joue vis-à-vis de la courroie le rôle d'un cylindre de Faraday.

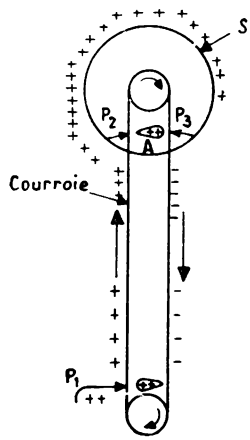


Fig. II-61

Des charges positives sont déposées par effluve sur la courroie au moyen de peignes métalliques P_1 portés à une tension d'une vingtaine de milliers de volts donnée par un transformateur et un kénotron. Elles en sont retirées au moyen d'un système de peignes P_2 reliés à l'intérieur de la sphère et passent sur la surface extérieure de celle-ci. Le brin descendant de la courroie se charge négativement grâce aux peignes P_3 situés en face de l'électrode arrondie positive A, le courant est ainsi doublé.

Le potentiel V de la sphère S monte jusqu'à ce que les pertes par défauts d'isolement et surtout par effluves, effet corona, soient égales au courant apporté par la courroie.

Le potentiel V de l'électrode S à haute tension est à chaque instant égal au rapport de la charge Q à la capacité C de S:

$$V = \frac{Q}{C};$$

il croît à partir de zéro parce que Q augmente:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C}\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{C}i.$$

Le courant i est la différence d'un courant de charge i_c apporté par la translation de la courroie chargée d'électricité et d'un courant de décharge, somme d'un courant i_T dans le tube d'accélération et d'un courant i_p dû aux pertes par effet couronne, effluves, défauts d'isolement:

$$i = i_c - (i_T + i_p).$$

Le courant i_T dépend de la source d'ions et reste constant lorsque V croît. Par contre i_p croît avec V. V croît jusqu'à ce que $\frac{dV}{dt} = 0$, c'est-à-dire jusqu'à ce que $i = 0$ ou $i_c = i_p + i_T$.

Le diagramme ci-après montre qu'on augmentera V en augmentant le courant transporté par la courroie et que cependant une limite supérieure existera imposée par le potentiel disruptif U sur l'électrode à haute tension. Si l'on désire obtenir des tensions élevées, il faudra donc augmenter i_c et U. Or dans l'air à la pression normale le champ disruptif est 30000 volts/cm. Si l'électrode HT est une sphère de rayon R mètres, on ne pourra dépasser V

$$V = U = 3 \cdot 10^6 \cdot R \text{ volts};$$

on devra donc, ou bien construire un appareil de très grandes dimensions, ce qui fut la première solution adoptée, ou bien placer tout l'appareil dans un caisson rempli d'un gaz comprimé, ce qui est la solution actuelle.

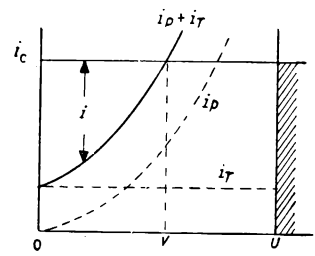


Fig. II-62

Nous ne décrirons que les appareils Van de Graaff sous pression, car on n'en construit plus d'autres.

La puissance recueillie sous forme électrique est Vi_c, elle provient du travail mécanique effectué par la courroie pour apporter les charges électriques malgré la répulsion de l'électrode HT. Une charge dq placée sur la courroie est repoussée par une force $E\,dq$ et le travail mécanique nécessaire pour amener dq jusqu'à l'électrode HT est: $dq \int E\,dl$, l'intégrale étant

prise de bas en haut de la courroie. On peut écrire ce travail $V\,\mathrm{d}q$ et la puissance:

$$V\,\mathrm{d}q/\mathrm{d}t = Vi_c\,.$$

III-3.6.2. ***Emploi d'un gaz comprimé.*** — Paschen a montré que pour tous les gaz le potentiel disruptif U entre électrodes planes est une fonction du produit pd de la distance d de ces électrodes et de la pression p du gaz:

$$U = \mathrm{f}(pd).$$

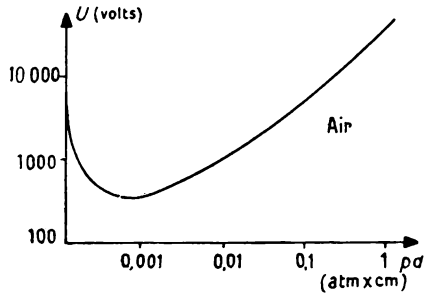


Fig. II-63

La forme de la courbe (U, pd) est la même pour tous les gaz.

On pourrait être tenté de placer toute la machine de Van de Graaff dans le vide, puisque à gauche de son minimum U croît quand p tend vers zéro. Ceci est malheureusement une illusion car aux potentiels élevés les aspérités de la cathode émettent des électrons par effet de champ, la cathode émet en outre des électrons et des ions négatifs sous l'action du bombardement par les ions du gaz résiduel; l'anode, elle, émet des ions positifs et des photons. L'isolement serait donc loin d'être aussi bon qu'on pourrait le croire, car le champ disruptif E_d, bien plus faible qu'on aurait pu l'espérer d'après la courbe de Paschen, décroît quand la différence de potentiel totale V entre les électrodes croît.

Par exemple dans un certain appareil:

E_d est quelques millions de volts/cm	quand $V = 2 \cdot 10^4$ volts
10^6 V/cm	$V = 10^5$
10^5 V/cm	$V = 7 \cdot 10^5$

Par suite, seul le tube d'accélération sera vidé, parce qu'on est obligé de le faire pour la libre accélération des ions. On emploiera à cet effet des pompes à diffusion à grand débit pour éliminer les atomes ou molécules neutres qui y arrivent de la chambre d'ionisation en même temps que les ions à accélérer.

La courroie, le moteur qui l'entraîne, l'électrode à haute tension ainsi que les dispositifs à effluve employés pour charger et décharger la courroie, bref toute la machine de Van de Graaff seront placés dans un caisson métallique rempli d'un gaz comprimé.

Ce gaz fut d'abord l'air, mais les effluves donnent de l'ozone qui attaque la courroie. L'addition de CCl_4 remonte le potentiel disruptif mais donne

Cl_2 et $COCl_2$. Par suite, on utilise habituellement de l'azote que l'on additionne d'un fréon pour augmenter sa rigidité diélectrique, par exemple on ajoute à l'azote 10% de CF_2Cl_2 appelé fréon 12.

Le potentiel maximum atteint par la machine croît d'abord presque linéairement avec la pression. C'est ainsi que le générateur de Harwell voit sa tension positive passer de 1 MV à 5,5 MV lorsque la pression du mélange précédent passe de 1 à 11,5 atmosphères. L'amélioration pour la production de hautes tensions négatives est moins importante mais reste intéressante. Cette dissymétrie est due à ce que les pertes par effluves aux faibles pressions sont plus importantes pour les générateurs positifs qui bénéficient par suite davantage d'une augmentation de pression.

Signalons que dans les premières installations réalisées on a souvent presque doublé la différence de potentiel appliquée entre les extrémités du tube d'accélération en plaçant celui-ci entre deux électrodes S et S' à haute tension, l'une positive, l'autre négative par rapport au sol, alimentées chacune par son dispositif de Van de Graaff.

III-3.6.3. ***La courroie.*** — La courroie transporte une puissance de l'ordre de 10 kW pour les grosses machines, et est soumise à une force de traction de quelques milliers de newtons. Elle s'échauffe par frottement sur les poulies et surtout sur le gaz comprimé dans lequel elle se déplace à une vitesse de l'ordre de 20 m/s. Sa résistance mécanique doit donc être élevée. La courroie est généralement en tissu de coton caoutchouté.

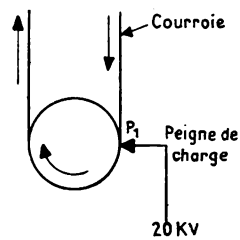


Fig. II-64

Sa résistivité électrique doit être de l'ordre de 10^{11} ohms par mètre. Plus faible, les charges glisseraient en sens inverse du mouvement; plus élevée, la répartition de la charge ne serait pas assez uniforme.

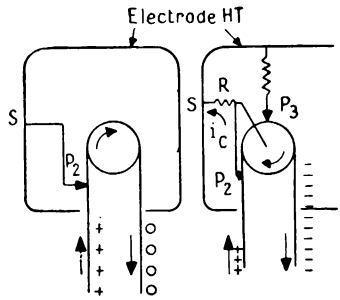


Fig. II-65

Cette charge est déposée sur la courroie par un peigne de charge P_1 constitué d'une série de pointes en parallèle (aiguilles de phono) portées à un potentiel continu de quelques dizaines de kilovolts par un transformateur suivi d'un kénotron.

Les ions formés dans le gaz en face des pointes se fixent sur la courroie qui les emporte à l'intérieur de l'élec-

trode HT. Ils y passent en face d'un peigne de décharge P_2 analogue au peigne de charge. Ce peigne retire à la courroie ses charges qui passent alors sur la surface extérieure de l'électrode HT (propriété du cylindre de Faraday).

On peut profiter du courant i_c pour produire une différence de potentiel Ri_c aux bornes de R reliée à la poulie supérieure. Ceci permet de retirer de l'électrode HT des charges négatives par le peigne P_3, car la poulie est positive par rapport à P_3. La courroie redescend alors non plus neutre, mais chargée négativement. La puissance est ainsi doublée.

On peut faire une estimation du courant maximum que peut transporter la courroie. Soit l la largeur de la courroie, v sa vitesse de translation, σ la densité superficielle de sa charge électrique, nous avons:

$$i_c = \sigma l v,$$

l étant donné par construction de la courroie et v par des conditions mécaniques, c'est σ qui va limiter i_c. Dans la région où la courroie chargée d'électricité passe sur la poulie inférieure mise à la masse, le champ produit par σ est:

$$\sigma/\varepsilon_0 \text{ en unités M.K.S.A. rationalisées.}$$

Ce champ ne peut dépasser le champ disruptif E_d du gaz dans lequel circule la courroie. On a donc:

$$\sigma/\varepsilon_0 \leqslant E_d$$

ou: $\sigma \leqslant \varepsilon_0 E_d$ et $i_c \leqslant \varepsilon_0 E_d l v$.

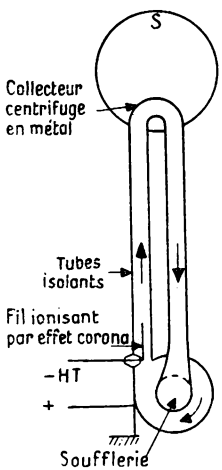


Fig. II-66

Par exemple, dans l'air à la pression atmosphérique:

$$E_d = 3 \cdot 10^6 \text{ volts par mètre,}$$

$$i_c \leqslant \frac{3 \cdot 10^6}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot lv = 2 \cdot 65 \cdot 10^{-5}\, lv \text{ ampères.}$$

Prenons une courroie de $l = 0{,}2$ m de largeur, de vitesse: $v = 20$ m/s, avec: $i_c = 0{,}106$ milliampère; sous une pression de 10 atmosphères on arriverait à atteindre le milliampère.

Signalons que des générateurs électrostatiques analogues à celui de Van de Graaff utilisent un procédé dû à Pauthenier, fig. II-66. La courroie est supprimée et remplacée par un courant gazeux transportant des poussières chargées d'électricité par effet corona. On a ainsi obtenu facilement 1,5 MV.

III-3.6.4. ***La répartition des potentiels.*** — La répartition des potentiels entre l'électrode HT et la poulie inférieure doit être aussi uniforme que possible pour éviter des claquages et surtout pour que le champ soit uniforme sur la courroie. On utilise dans ce but des plateaux équipotentiels répartis uniformément du haut en bas du générateur de Van de Graaff. Ces plateaux métalliques sont épais d'environ 3 cm. Ils sont arrondis à la circonférence pour limiter les pertes par effluves et sont perforés près de leur bord pour permettre le passage des tiges isolantes qui les maintiennent. En leur centre ils portent une ou deux ouvertures rectangulaires pour le passage des brins de la courroie.

Ces ouvertures portent des « barres de gradient » qui définissent le potentiel près de la courroie et suppriment les composantes du champ électrique autres que celle normale au plan des plateaux. Un modèle très répandu de plateaux équipotentiels est formé de tubes métalliques de même diamètre soudés.

De loin en loin un plateau diffère des autres en ce que les barres de gradient y sont remplacées par des « barres de guidage » destinées à éviter les vibrations transversales de la courroie. Ces barres de guidage, munies de pièces isolantes en verre, maintiennent la courroie dans le plan médian des barres de gradient.

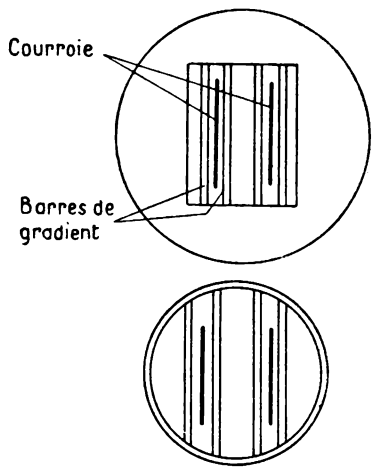


Fig. II-67

Les plateaux équipotentiels sont réunis entre eux par des résistances de valeur très élevées (parfois par de simples dispositifs à effluve).

De même que l'uniformité du champ le long de la courroie est assurée par l'empilement des plateaux équipotentiels, cette uniformité est aussi assurée dans une grande mesure entre l'électrode S à haute tension et le caisson métallique extérieur en y intercalant un ou deux écrans métalliques à potentiels intermédiaires. On donne à ces potentiels des valeurs bien définies en réunissant chaque écran intermédiaire à un plateau équipotentiel bien choisi.

Il résulte de la présence de ces écrans intermédiaires que les ions du gaz ne sont accélérés que par une fraction de la différence de potentiel V qui

existe entre l'électrode S à haute tension et le caisson extérieur. Par suite, les pertes par effluves sont très réduites.

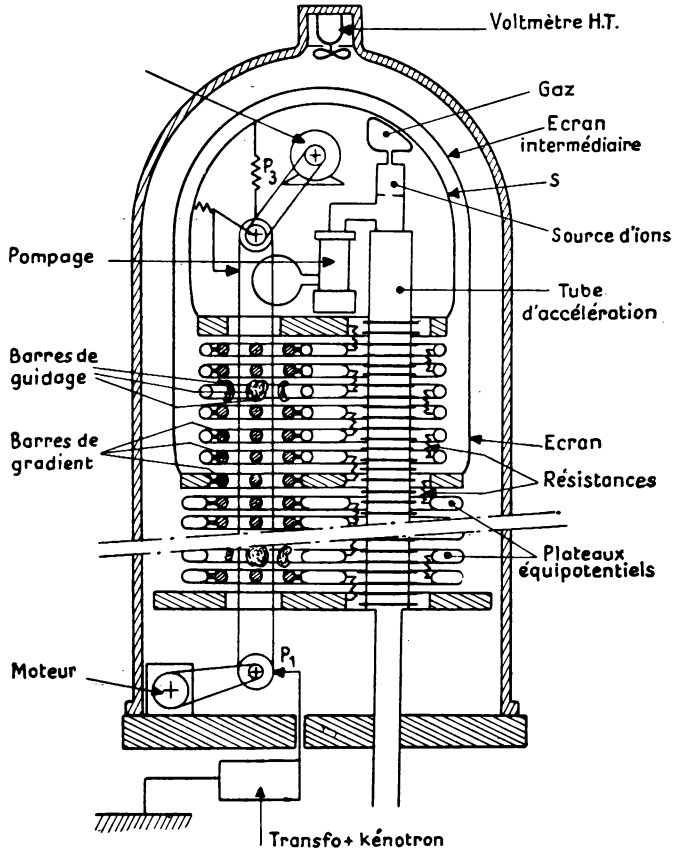


Fig. II-68

D'après un dessin (p. 9) du livre *Les accélérateurs de particules*, publié sous la direction de L. de Broglie (*Revue d'Optique*, 1950).

On remarquera sur le dessin ci-dessus que l'électrode S contient en son intérieur toute une installation de pompage et la source d'ions. Comme on ne pourrait commodément faire parvenir à S sous forme électrique l'énergie nécessaire aux pompes et à la source d'ions parce que le potentiel de S est très élevé, cette énergie est obtenue sur place en entraînant par la courroie un générateur électrique enfermé dans S.

III-3.6.5. ***Régulation du potentiel.*** — Il est assez difficile de maintenir le potentiel V de S rigoureusement constant dans le temps. Ses causes de

variation sont en effet nombreuses: irrégularité des pertes par effluve, changement du courant débité par les ions dans le tube d'accélération, inhomogénéité dans la structure de la courroie, irrégularités dans le fonctionnement des peignes P_1, P_2, P_3...

Une difficulté évidente de régulation est celle-ci. Seul le peigne de charge P_1 est facilement accessible parce que son potentiel est relativement bas, mais agir sur lui, par exemple pour augmenter i_c, ne peut augmenter le potentiel V de S qu'avec un retard égal au temps que met la courroie pour aller de P_1 à P_2. On n'obtiendra donc ainsi qu'une régulation lente.

Les systèmes de régulation emploient le principe des servomécanismes: utiliser une grandeur proportionnelle à ΔV pour agir dans un sens tel que ΔV soit diminué et si possible annulé.

Nous ne mentionnerons que le principe de deux des procédés employés:

a) Régulation lente agissant sur la charge de la courroie. — Un moteur est mis en marche par la tension d'erreur $V-V_0$ (où V_0 désigne la valeur désirée de V) et déplace un potentiomètre qui fait varier le potentiel de P_1 donc σ et i_c et par suite V.

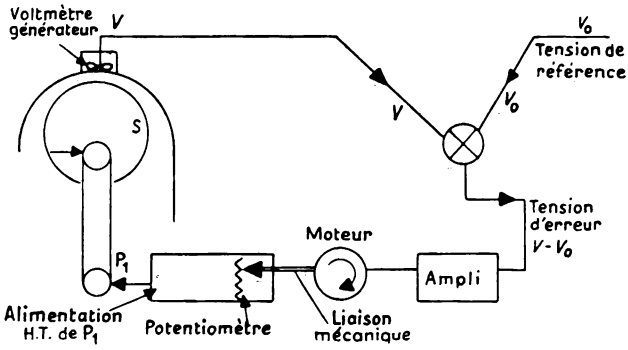


Fig. II-69

Le sens des connexions est tel qu'une augmentation de V provoque une diminution compensatrice du potentiel de P_1.

b) Régulation rapide agissant sur le tube d'accélération. — Si le courant i_T des ions positifs dans le tube à ions tend à diminuer (ce qui augmenterait V) on cherche à l'augmenter en injectant des électrons en sens inverse des ions positifs.

A cet effet, un canon à électrons d'un modèle spécial est placé à l'extrémité BT du tube d'accélération. Ce canon C est constitué comme une triode:

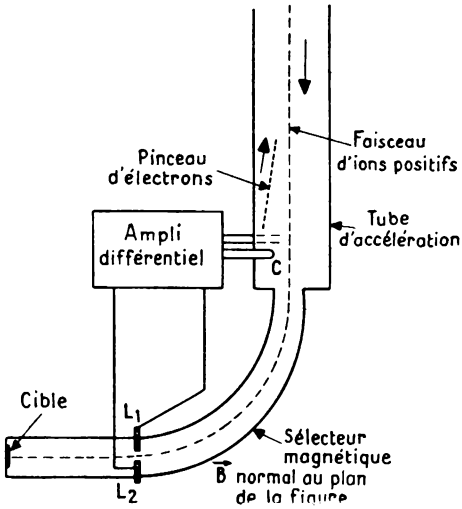


Fig. II-70

filament incandescent, grille de contrôle et plaque, mais celle-ci est perforée. On s'arrange pour que la différence de potentiel qui accélère les électrons croisse si le courant dû aux ions positifs vient à diminuer. Ceci est réalisé par un amplificateur différentiel dont les deux grilles d'entrée sont reliées aux deux lèvres L_1, L_2 de la fente de sortie d'un sélecteur magnétique. La planche III représente un aimant de déviation de faisceau.

III-4. Accélérateurs linéaires.

III-4.1. Accélérateur à accélérations successives.

Dans un champ électrostatique qui dérive d'un potentiel, l'énergie cinétique d'une particule est:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \int_A^B e E \, dl = eV;$$

elle dépend de la différence de potentiel maxima V réalisée: c'est le cas du générateur en cascade et de celui de Van de Graaff.

III-4.1.1. ***Accélérateur selon Wideroë.*** — Avec un champ électrique de

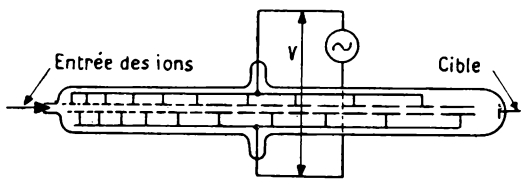


Fig. II-71

haute fréquence et un appareil approprié on peut donner à une particule chargée une suite d'accélérations successives.

C'est ce qu'a fait le physicien norvégien Wideroë en 1928. Un générateur HF, donnait une tension V de 65 kV à la fréquence de 7 MHz et une puissance de 20 kW. Les électrodes cylindriques sont reliées alternativement à l'un ou à l'autre de ses pôles. Leur longueur va en croissant de la source d'ions vers la cible. C'est l'intervalle entre deux de ces cylindres qui est accélérateur. La longueur de chaque cylindre est calculée de manière que les particules la parcourent en une demi-période de V. Ainsi, le champ est toujours accélérateur et l'énergie finale eU des particules est de l'ordre de $p\,e\,V$ s'il y a p intervalles entre cylindres.

On a:

au $n^{\text{ième}}$ intervalle:

$$\frac{m}{2}(v_n^2 - v_{n-1}^2) = eV,$$

ou, en tenant compte de la relativité:

$$m_n c^2 - m_0 c^2 - (m_{n-1} c^2 - m_0 c^2) = c^2 (m_n - m_{n-1}) = eV;$$

à l'intervalle $n-1$ . . . . . $c^2 (m_{n-1} - m_{n-2}) = eV;$

. . . . . .

au premier intervalle . . . . . $c^2 (m_1 - m_0) = eV.$

En additionnant on obtient l'énergie eU des particules à la sortie de l'accélérateur

$$eU = c^2 (m_n - m_0) = neV.$$

D'où:

$$v_n \# \sqrt{2\,e\,Vn/m}$$

ou plus exactement:

$$v_n = c\,\frac{\sqrt{(ne\,V)^2 + 2\,ne\,V\,m_0 c^2}}{ne\,V + m_0 c^2}$$

ou:

$$v_n/c = \sqrt{1 + 2\,m_0 c^2/eU}/(1 + m_0 c^2/eU).$$

Le temps nécessaire à une particule pour traverser le $n^{\text{ième}}$ cylindre est $t_n = l_n/v_n$. Cherchons quelle doit être la longueur l_n.

L'accroissement d'énergie au passage de l'intérieur de A à celui de B est $e(V_B - V_A)$, celui au passage de l'intérieur de B à celui de C est $e(V_C - V_B)$. Ces accroissements sont égaux si le temps mis à traverser le cylindre B est une demi-période de la tension V.

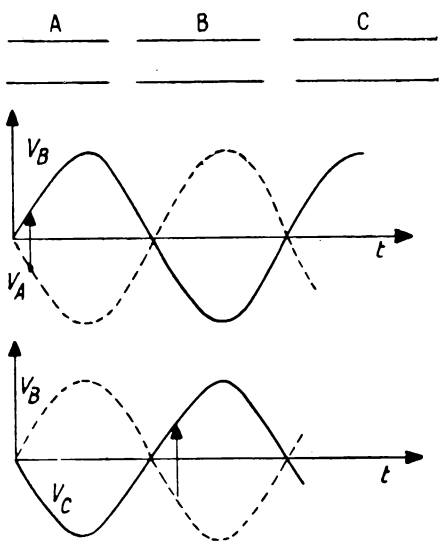


Fig. II-72

Il faut par conséquent:

$$t_n = T/2 = l_n/v_n$$

ou:

$$l_n = T v_n/2;$$

il faut donc que l_n soit, comme v_n, sensiblement proportionnelle à $\sqrt{n}$. Les équations:

$$m c^2 - m_0 c^2 = eU,$$

et:

$$m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

donnent les valeurs numériques suivantes pour m/m_0 et v/c en fonction de l'énergie eU des particules à la sortie de l'accélérateur.

Energie eU (MeV)		1	10	100	1 000	10 000
Electrons	v/c	0,94	0,999	$1 - 1{,}3 \cdot 10^{-5}$	$1 - 1{,}3 \cdot 10^{-7}$	
	m/m_0	2,96	20,6	197	1960	
Protons	v/c	0,046	0,147	0,426	0,806	0,99662
	m/m_0	1,001	1,01	1,106	2,06	12,11
Deutons	v/c	0,033	0,103	0,314	0,749	
	m/m_0	1,0005	1,0053	1,053	1,53	

Ceci montre que les électrons auront pratiquement presque la vitesse de la lumière et que leur augmentation d'énergie est due à l'augmentation relativiste de leur masse. Au contraire, des protons et à plus forte raison des deutons voient leur énergie augmenter surtout par augmentation de vitesse.

III-4.1.2. ***Accélérateur d'Alvarez.*** — En 1948, Alvarez construisit un accélérateur un peu différent en ce qu'il utilisait les ressources de la technique du radar. Les protons sont injectés avec une énergie initiale de 4 MeV, grâce à un accélérateur de Van de Graaff sous pression. Ils se groupent en paquets dans l'accélérateur linéaire. Celui-ci est constitué par une cavité résonnante cylindrique longue de 12 mètres, contenant 46 tubes de glissement alimentés par 27 oscillateurs sur 202,5 MHz pouvant donner chacun 150 kW pendant des impulsions de 600 microsecondes répétées 30 fois par seconde.

Le champ électrique a même phase partout dans la cavité. Par suite, les particules doivent avoir un temps de parcours égal à une période du champ HF (et non une demi-période comme dans l'appareil de Wideroë), pour être accélérées à chaque intervalle.

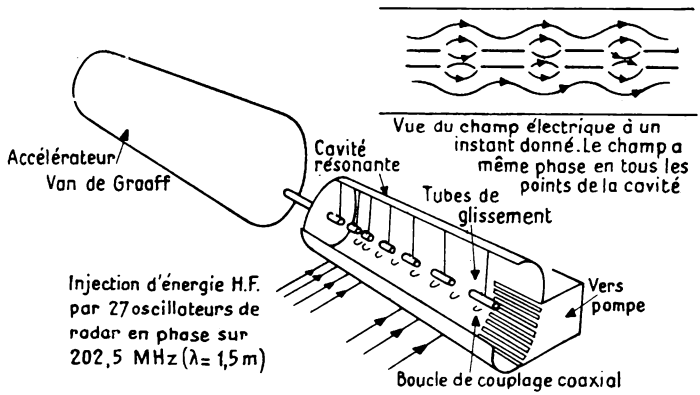


Fig. II-73

Lawrence est en train de construire un accélérateur linéaire à deutons analogue à celui d'Alvarez, l'énergie sera 7,5 MeV, le débit 250 mA en fonctionnement continu. L'appareil a deux cavités de 10 m de long et environ 4 m de diamètre.

III-4.1.3. ***Condition de phase et focalisation.*** — Dans un accélérateur selon Wideroë ou Alvarez l'injection des ions ou électrons doit avoir lieu de sorte que le champ soit accélérateur. Pour cela il suffit de choisir l'alternance qui convient, mais pendant cette alternance tous les instants ne sont pas également favorables. Les particules arrivant avec un angle de phase $\omega t = \theta$ compris entre 0 et $\pi/2$ rencontrent des champs croissants; si une telle particule est retardée elle arrive dans l'intervalle suivant à un angle de phase supérieur à θ, donc à un champ plus élevé, il y a compensation de son retard.

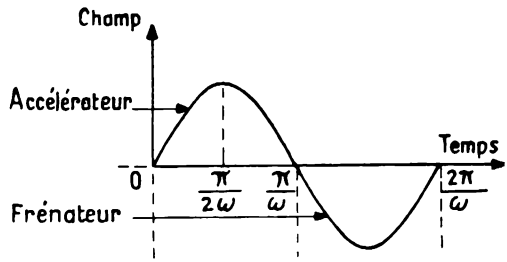


Fig. II-74

Les angles θ compris entre 0 et $\pi/2$ donnent donc stabilité de phase. Par contre, ceux compris entre $\pi/2$ et π correspondent à une instabilité de

phase: si une particule prend du retard, celui-ci s'accroît à chaque intervalle parce que la particule rencontre des champs de plus en plus faibles.

Nous venons de voir que pour la stabilité de phase, les particules doivent traverser les intervalles entre électrodes au moment où le champ accélérateur est croissant. L'effet de focalisation du champ dans la moitié gauche de l'intervalle est par suite plus faible que l'effet de défocalisation du champ dans la moitié droite. Une particule dont la vitesse n'est pas parallèle à l'axe, ou qui ayant une vitesse parallèle à l'axe n'est pas située sur celui-ci, s'en écartera. Il y a donc défocalisation.

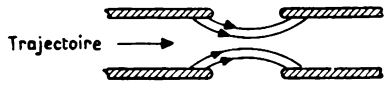


Fig. II-75

Des particules injectées avec $\pi/2 < \theta < \pi$ seraient focalisées sur l'axe mais n'auraient pas de stabilité de phase. Alvarez supprime l'action défocalisatrice dans la seconde moitié des intervalles entre électrodes en munissant d'une grille à larges mailles l'entrée de chaque électrode de son accélérateur à protons. Ceci diminue de moitié le flux de protons.

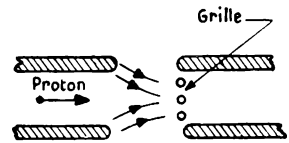


Fig. II-76

Dans le cas des électrons les phénomènes sont un peu différents, leur vitesse est presque constante et voisine de la vitesse c de la lumière, leur masse croît. Supposons qu'un électron ait une composante radiale $\vec{p}$ de quantité de mouvement, celle-ci est constante, lorsqu'il se déplace dans l'accélérateur. $\vec{p} = m v_r$ montre que la vitesse radiale v_r décroît par suite de l'augmentation de m quand l'énergie de l'électron croît. Il en résulte qu'un faisceau d'électrons voit son diamètre augmenter seulement très lentement. Si α est l'angle de la vitesse initiale avec l'axe Ox de l'accélérateur, les rayons r_2 et r_1 du faisceau aux points d'abscisse x_2 et x_1 sont tels que:

$$r_2 - r_1 = \alpha x_1 \operatorname{Log} x_2/x_1.$$

Prenons un exemple numérique:

Dans un accélérateur donnant environ 3 MeV par mètre, des électrons d'énergie initiale 1 MeV sont injectés dans un cône d'ouverture $\alpha = 10^{-3}$ (1 mm de rayon à 1 m). Si cet accélérateur est long de 100 m, il donne une énergie de 300 MeV. Avec $x_1 = 0{,}30$ m et $x_2 = 100$ m ceci donne $r_2 - r_1 = 1{,}71$ mm, ce qui est très satisfaisant. Il est donc inutile de mettre des grilles à l'entrée des électrodes d'un accélérateur linéaire pour électrons.

Dans tous les cas une préaccélération, par exemple par un Van de Graaff, est avantageuse pour la focalisation.

Généralement, ces accélérateurs fonctionnent par impulsions (trains d'ondes HF séparés par un repos beaucoup plus long) et donnent sur la cible des particules accélérées groupées en paquets.

III-4.2. **Accélérateurs à accélération continue.**

L'accélérateur d'Alvarez constitue une transition entre l'accélérateur selon Wideroë et les accélérateurs d'électrons à cavités multiples à onde progressive ou à onde stationnaire que l'on a beaucoup développés depuis 1945 à l'aide de la technique des ondes décimétriques nécessaires au radar.

L'idée fondamentale des accélérateurs d'électrons à accélération continue est la suivante: la vitesse v des électrons reste pratiquement constante et égale à la vitesse de la lumière quand l'énergie des électrons croît au-delà de quelques MeV. On va donc lancer l'électron dans l'axe d'un guide d'ondes, il y sera accompagné par une onde électromagnétique ayant une composante axiale E_x du champ électrique et se propageant dans le guide avec une vitesse de phase égale à la vitesse v de l'électron. Celui-ci reste soumis à une force constante eE_x puisqu'il voyage à la même vitesse que la phase du champ E_x de l'onde électromagnétique. Il est donc soumis à une accélération continue qui augmente à peine sa vitesse mais considérablement sa masse et par suite son énergie totale mc^2. Pour cette raison on a proposé d'appeler ces appareils non des accélérateurs mais des pondérateurs.

D'autre part, aux vitesses voisines de celle de la lumière les forces de répulsion électrostatique entre électrons deviennent faibles. Par suite, une focalisation magnétique du pinceau n'est nécessaire que sur quelques mètres au début du trajet jusqu'à ce que la vitesse des électrons dépasse 0,980 c.

Les appareils à accélération continue sont de deux types:

a) *A onde progressive.* — Les électrons déjà accélérés par une tension continue de 50 à 100 kV sont mis en paquets (bunching) à leur entrée dans le guide sous l'action de la composante E_x du champ haute fréquence. Il y a un paquet d'électrons pour deux alternances de E_x ou, ce qui revient au même un paquet par longueur d'onde. Ce paquet correspond à E_x et $\frac{dE_x}{dt}$ positifs.

Couplé à l'entrée du guide, se trouve un magnétron pulsé qui émet un train d'ondes sur 3000 MHz ($\lambda = 10$ cm). Ce train accompagne les paquets d'électrons d'un bout à l'autre du guide. Il n'y a pas d'onde réfléchie

parce que l'on supprime la réflexion, à l'extrémité du guide par exemple, grâce à une couche absorbante.

Dans un guide d'onde à parois lisses la vitesse de phase d'une onde électromagnétique est supérieure à celle de la lumière. Il est donc nécessaire de «charger» le guide en lui donnant une structure plus compliquée pour ramener la vitesse de phase de l'onde à la valeur c. On y parvient généralement au moyen de diaphragmes circulaires en iris.

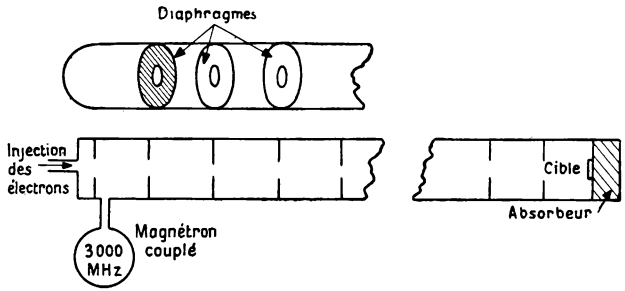


Fig. II-77

Le guide d'onde à encoches se comporte alors comme une suite de cavités résonnantes cylindriques.

L'appareil de ce type réalisé à Harwell donne aux électrons une énergie de 4,2 MeV et débite un courant de 15 microampères. Il n'a que 2 mètres de long. Des bobines de même axe que l'appareil donnent un champ magnétique axial qui assure une bonne focalisation des électrons.

Un accélérateur linéaire d'électrons de 1 GeV qui ultérieurement pourra atteindre 2 GeV a été construit à Orsay (1) (2). Sa réalisation avait été confiée au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, l'appareil fourni par la C.S.F. Cet accélérateur est construit par segments donnant 250, 500, 1000 et 1300 MeV. La longueur pour 1 GeV est de 130 m en tenant compte des espaces morts pour les déviations du faisceau dans les chambres expérimentales intermédiaires. Il y a plus de 4000 cavités (3) alimentées par 21 klystrons de 20 MW fonctionnant en parallèle sur une fréquence de 2 998,5 MHz. Chaque klystron alimente une section de guide d'onde accélérateur de 6,3 m. Un auto-oscillateur de grande stabilité assure la référence de phase. Le champ HF accélérateur est constant sur la majeure partie de chaque section de guide et ne dépasse pas 150 000 V/cm pour éviter les claquages. Il y a 50 impulsions par seconde, la durée d'impulsion est de 1 microseconde, le courant de crête atteint 20 mA.

(1) H. Halban et J. L. Delcroix, *Revue de l'Enseignement Supérieur*, 1958, n° 2, p. 51.
(2) P. Grivet et M. Pillon, *Industries Atomiques*, 1958, n° 7/8, p. 65.
(3) *Télonde*, 1960, n° 4, p. 2, édit. C.S.F. Paris.

La protection contre les rayons X primaires dus au freinage des électrons par les cibles et les rayons X secondaires dus à l'annihilation des paires électron-positon produites par matérialisation des photons X primaires est assurée par des revêtements en terre et 1 mètre de béton.

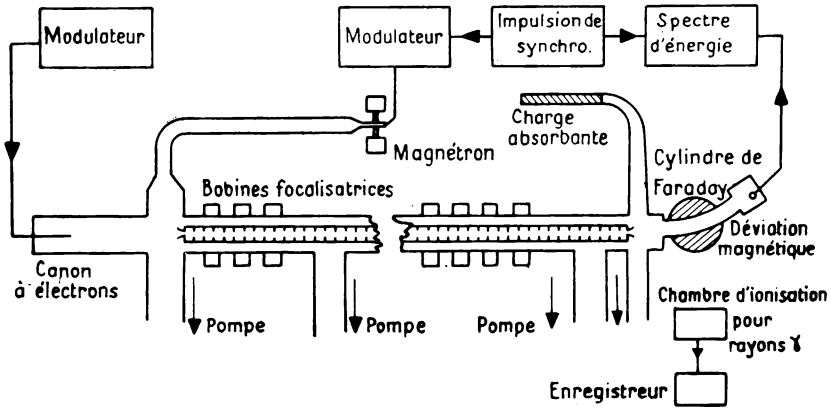


Fig. II-78

b) *A onde stationnaire.* — Une onde stationnaire est la somme d'une onde incidente et d'une onde réfléchie se propageant en sens inverses. Ici l'onde qui se propage en sens inverse des électrons n'influence pratiquement pas leur mouvement, et seule l'onde qui les accompagne est utile parce que seule elle accroît leur énergie.

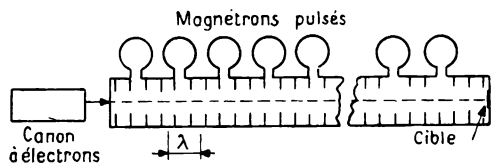


Fig. II-79

L'emploi d'ondes stationnaires est plus avantageux que celui d'une onde progressive parce qu'il permet d'injecter l'énergie HF en plusieurs endroits de l'appareil. Ceci a été réalisé par Slater au M.I.T. à l'aide de plusieurs magnétrons pulsés en parallèle sur 3000 MHz.

En remplaçant les magnétrons par des klystrons avec une puissance de 20 à 30 MW en impulsions, Chodorow a réussi récemment à obtenir des électrons de 1 GeV.

A l'aide d'un oscillateur unique alimentant plusieurs amplificateurs de puissance et de déphaseurs appropriés, Schultz construit à Yale un appareil à cavités multiples qui doit donner 1,2 MeV par cavité (fig. II-80).

La fréquence n'est que de 580 MHz, l'oscillateur est pulsé, les amplificateurs donnent en crête 600 kW.

Construire des oscillateurs à accélération continue pour des ions serait beaucoup plus difficile que pour des électrons, parce que la vitesse des ions

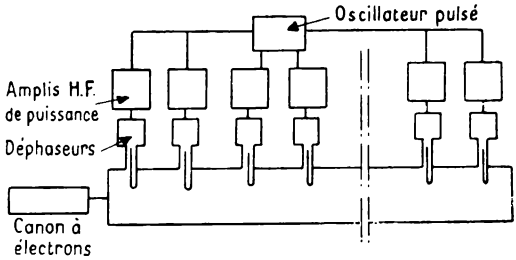


Fig. II-80

varie. Il semble que jusqu'ici on se soit contenté de munir de tubes les trous des diaphragmes, ce qui revient à avoir des cavités à parois rentrantes et donnant des accélérations successives dans leurs intervalles.

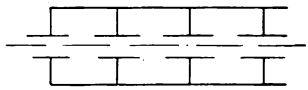


Fig. II-81

Plusieurs accélérateurs linéaires sont actuellement en service ou en construction pour donner économiquement des particules de grande énergie avec un débit important:

accélérateurs linéaires d'électrons	en service à Stanford (Californie), Energie obtenue	1 GeV
	en service à Orsay	1,3 GeV puis 2 GeV
	en construction à Kharkov	1 GeV
accélérateur linéaire de protons	en préparation à Moscou	1 GeV

Ces accélérateurs présentent les avantages suivants:

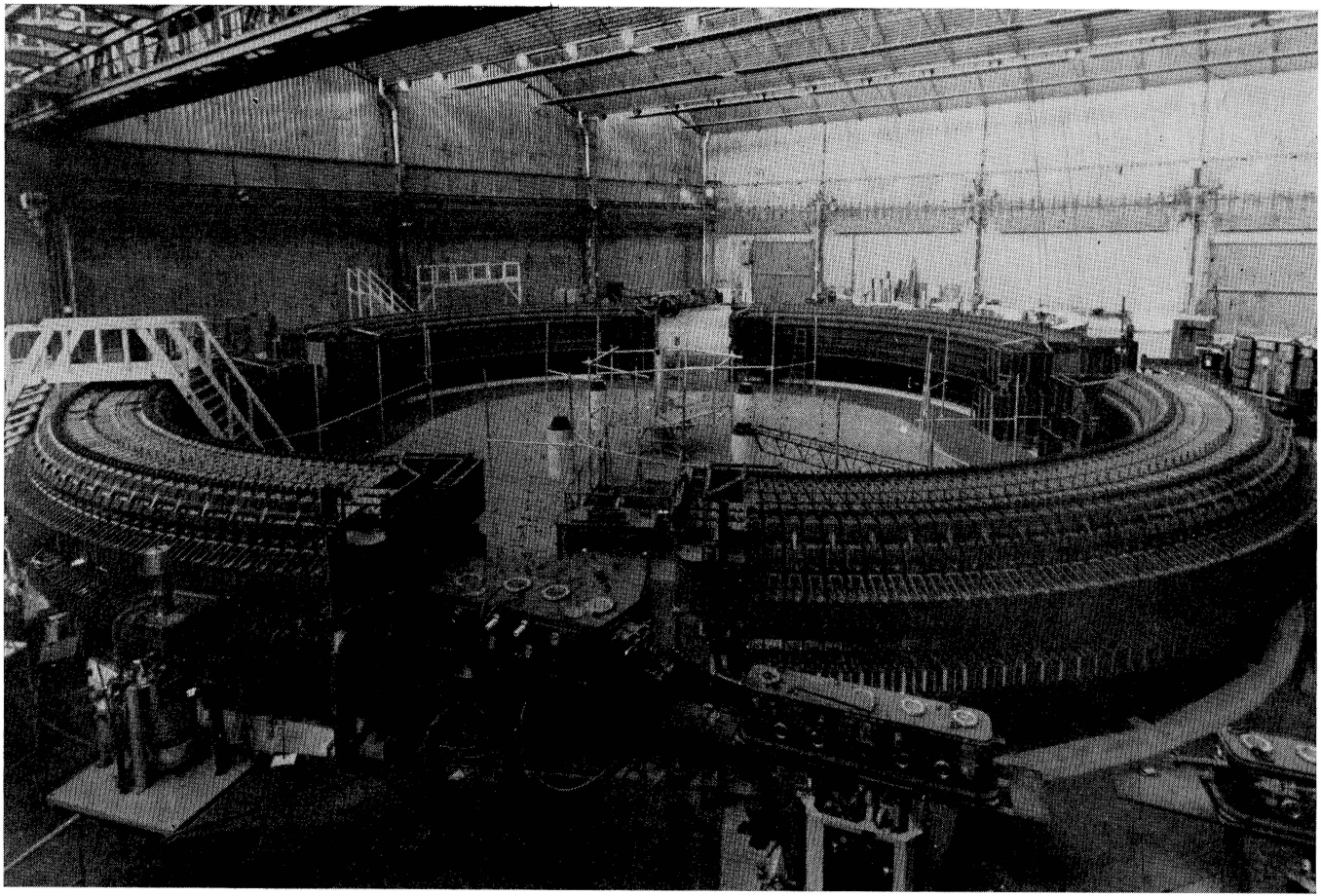
1° Prix sensiblement proportionnel à l'énergie des particules.

2° Trajectoire des particules courte: au plus quelques centaines de mètres et non quelques centaines de kilomètres comme dans les accélérateurs à orbite circulaire ou spirale (bêtatron, cyclotron, et dérivés). Le vide nécessaire est donc bien moins poussé.

3° L'injection et l'extraction des particules sont très faciles.

4° Sur une trajectoire rectiligne, les particules accélérées perdent par rayonnement une énergie négligeable.

Ces accélérateurs fonctionnent habituellement en impulsions.



Saturne (au 1er plan, optique d'injection en cours de montage).

(*Photo C.E.A.*)

PLANCHE V

PLANCHE VI

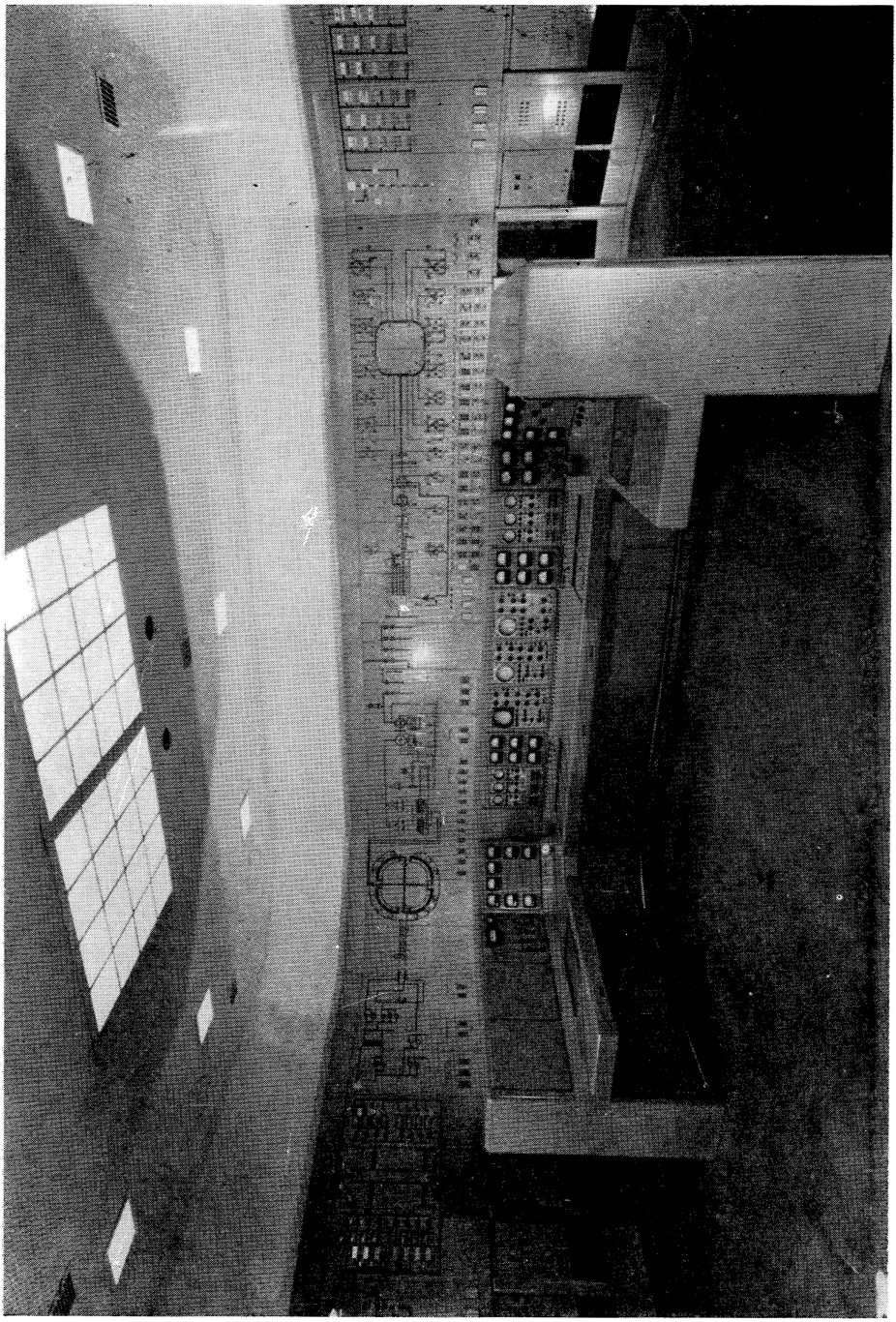


Tableau de commande de Saturne. (*Photo C.E.A.*)

III-5. Le bêtatron.

III-5.1. Principe.

Le bêtatron peut être considéré comme un accélérateur circulaire d'électrons où ceux-ci sont accélérés par un champ électrique tangentiel induit par la variation du flux magnétique traversant leur orbite. Il fonctionne comme un transformateur dont le secondaire serait une spire unique constituée par un tube vidé où tournent les électrons à accélérer (voir fig. II-85).

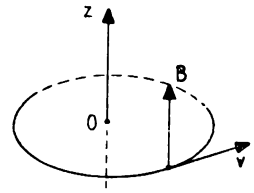


Fig. II-82

Un électron de charge e se déplace horizontalement à la vitesse v dans un champ d'induction magnétique vertical B d'axe de symétrie Oz. Il décrit une circonférence de rayon r et est soumis:

1° à une force magnétique centripète:

$$e\vec{v} \wedge \vec{B} = e v B,$$

2° à une force centrifuge:

$$m v^2/r.$$

Il y a équilibre entre ces deux forces:

$$m v^2/r = e v B \qquad \text{ou} \qquad m v = e B r. \tag{1}$$

Supposons maintenant que B croisse avec le temps. Sa variation crée un champ électrique E tangent à l'orbite, conformément à l'équation de Maxwell:

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

ou, ce qui revient au même, le flux d'induction Φ à travers l'orbite circulaire varie et crée une force électromotrice induite $V = -\dfrac{\partial \Phi}{\mathrm{d}t}$.

Le travail de E le long de la circonférence est $-V$:

$$2\pi r E = -V = \frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

d'où:

$$E = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \tag{2}$$

Ce champ électrique accélère l'électron grâce à la force électrique eE. Dans le bêtatron on désire que malgré cette accélération supplémentaire due à E, la particule reste sur une orbite stationnaire, c'est-à-dire que r ne dépende pas du temps. Cherchons quelles conditions doivent être alors remplies.

Nous avons:

$$\begin{cases} \vec{m\gamma} = \vec{eE} + \vec{ev} \wedge \vec{B} \\ m\gamma_t = m\dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = eE \\ m\gamma_r = m\dfrac{v^2}{r} = evB, \end{cases}$$

d'où:

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m}E,$$

et:

$$v = \frac{eBr}{m}.$$

Pour que r soit constant il faut que:

$$\frac{e}{m}E = \frac{\mathrm{d}\,(eBr/m)}{\mathrm{d}t} = \frac{er}{m}\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t}$$

ou:

$$E\,\mathrm{d}t = r\,\mathrm{d}B. \tag{3}$$

Remplaçons E par sa valeur tirée de (2), nous obtenons la condition:

$$\mathrm{d}\Phi = 2\pi r^2 \mathrm{d}B;$$

cette condition est satisfaite si à chaque instant:

$$\Phi - \Phi_0 = 2\pi r^2 B. \tag{4}$$

Prenons provisoirement $\Phi_0 = 0$: il faudra, puisque la surface de l'orbite est πr^2 et que B est l'induction à la distance r de l'axe de symétrie du champ, que le champ moyen B_m soit tel que:

$$\pi r^2 B_m = 2\pi r^2 B,$$

d'où:

$$B_m = 2B. \tag{5}$$

Le champ doit décroître quand on s'éloigne de l'axe de symétrie. La condition (4) ne fait pas intervenir la masse de l'électron, elle sera donc facile à satisfaire pendant l'accélération depuis une faible vitesse jusqu'à des vitesses relativistes.

Remarquons que l'énergie atteinte par les électrons dépend de B (équation (1)) et que, d'après (4), B ne dépend que de $\Phi - \Phi_0$, c'est-à-dire de la variation du flux. Seul le changement du flux et non la valeur absolue du flux est importante. On pourra donc, pour faire varier B de 0 à 0,5 weber par mètre carré, faire varier Φ aussi bien de 0 à 1 weber que de $-0{,}5$ à $+0{,}5$ weber. On pourra « polariser » le bêtatron par des bobines auxiliaires parcourues par un courant continu constant, la variation de Φ étant produite par un courant alternatif circulant dans d'autres bobines.

III-5.2. **Conditions de stabilité des orbites.**

Le trajet des électrons dans un bêtatron est de l'ordre de 1000 kilomètres, il est donc nécessaire que leurs orbites s'éloignent peu d'une orbite moyenne avant d'être dirigées sur la cible où les électrons produiront des rayons X.

Les électrons décrivent des oscillations verticales de part et d'autre du plan de l'orbite moyenne, et des oscillations radiales de part et d'autre du rayon moyen. Ces oscillations doivent être amorties.

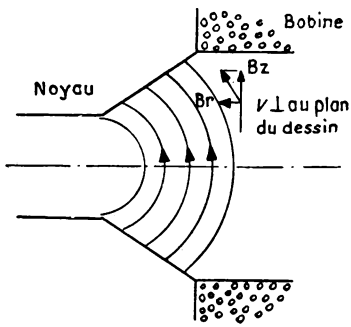


Fig. II-83

III-5.2.1. ***Stabilité verticale.*** — Le champ devant décroître quand r croît, les lignes de force sont bombées vers l'extérieur. En un point M le champ $\vec{B}$ peut être décomposé en $\vec{B}_z$ vertical et $\vec{B}_r$ radial. La composante $\vec{B}_r$ donne une force de rappel $e\,v \wedge \vec{B}_r$ verticale produisant les oscillations verticales, et B_z donne une force de rappel $e\,v \wedge \vec{B}_z$ horizontale produisant les oscillations radiales (fig. II-83).

L'équation de Maxwell

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

se réduit pratiquement ici à rot $\vec{H} = 0$ parce que E varie lentement avec le temps. En effet, E, comme B dont la variation le produit, a une fréquence faible, de 50 Hz à 500 Hz. Dans l'air rot $\vec{H} = 0$ entraîne rot $\vec{B} = 0$.

Or rot $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{B}$, avec: $\vec{\nabla} = \vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z}$,

$$\text{rot } \vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ B_r & 0 & B_z \end{vmatrix} = \vec{i}\frac{\partial B_z}{\partial y} - \vec{j}\left(\frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z}\right) + \vec{k}\left(-\frac{\partial B_r}{\partial y}\right).$$

La condition rot $\vec{B} = 0$ entraîne: $\frac{\partial B_z}{\partial y} = 0$ et $\frac{\partial B_r}{\partial y} = 0$, qui traduisent la symétrie de révolution, et:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{\partial B_r}{\partial z}.$$

Supposons que

$$B_z = B_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^n \qquad \frac{\partial Bz}{\partial r} = -\frac{B_0 r_0^n}{r^{n+1}}\, n.$$

Sur l'orbite de $r = r_0$, on a donc:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = -B_0 n / r_0 = \frac{\partial B_r}{\partial z}.$$

Comme B_r est nul par raison de symétrie quand $z = 0$, nous avons sensiblement en intégrant:

$$B_r = -n\frac{B_0}{r_0} z.$$

La force verticale de rappel $B_r\, ev$ est proportionnelle à l'écart z et l'équation du mouvement projeté sur Oz est:

$$m\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}t^2} + nev\frac{B_0}{r_0} z = 0.$$

Ce mouvement est oscillatoire de part et d'autre du plan médian avec une pulsation Ω telle que:

$$\Omega^2 = \frac{nevB_0}{r_0 m},$$

à condition que n soit positif. (Si n était négatif l'écart z serait somme de deux exponentielles dont l'une croîtrait indéfiniment).

III-5.2.2. ***Stabilité radiale.*** — L'équation (1) nous montre que si B varie inversement proportionnellement à la distance r, il n'y a plus d'orbite circulaire d'équilibre déterminée. Toutes les orbites sont possibles, la force centrifuge et la force magnétique centripète étant alors partout égales. Considérons une trajectoire dont le rayon vecteur r varie un peu autour du rayon r_0 de l'orbite circulaire. Posons:

$$r = r_0(1 + \varepsilon).$$

Sur la trajectoire, le champ est:

$$B_0 (r_0)^n = B_0 (1 + \varepsilon)^{-n} \doteqdot B_0 (1 - n\varepsilon).$$

On vient de voir que si B était inversement proportionnel à r ($n = 1$, $B = B_0 \dfrac{r_0}{r}$), il n'y aurait plus de force focalisatrice. On peut montrer que le champ d'induction donnant la focalisation radiale est:

$$B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^n - B_0 \frac{r_0}{r} \doteqdot B_0 (1 - n\varepsilon) - B_0 (1 - \varepsilon) = B_0 \varepsilon (1 - n).$$

La force de focalisation:

$$ev B_0 \varepsilon (1 - n) = \varepsilon r_0 \omega B_0 e (1 - n)$$

est proportionnelle à l'écart εr_0. L'équation du mouvement radial autour de r_0 est:

$$m \frac{d^2 (\varepsilon r_0)}{dt^2} + e \omega B_0 (1 - n) \varepsilon r_0 = 0,$$

telle que:

$$m \omega^2_{\text{oscill.}} = e \omega B_0 (1 - n),$$

à condition que n soit inférieur à 1 (si $n > 1$ l'écart croîtrait à peu près exponentiellement).

Or, n ne peut être négatif car il n'y aurait pas de stabilité verticale. On prendra donc $0 < n < 1$. L'induction B doit décroître moins vite que $1/r$.

III-5.3. « **Polarisation** » **du bêtatron.**

Le champ électrique induit E est proportionnel à $\dfrac{\partial \Phi}{\partial t}$. Donc, pour que E soit toujours accélérateur, il faut que tout le parcours des électrons dans le bêtatron ait lieu pendant que $\dfrac{\partial \Phi}{\partial t}$ est positif. D'autre part, la force magnétique $e\, v \wedge B_0$ doit rester centripète. Pendant le parcours, B_0 ne doit donc pas changer de signe.

La condition concernant le signe de $\dfrac{\partial \Phi}{\partial t}$ et celle concernant le signe de B_0 *ne sont pas liées.* En effet, Φ dépend de la répartition de B dans tout un cercle, tandis que B_0 est la valeur de B_z à la distance r de l'axe de symétrie du bêtatron.

III-5.3.1. ***Fonctionnement sans polarisation.*** — Supposons que l'on produise simplement B, et par suite Φ, avec deux bobines parcourues par un courant alternatif. B et Φ sont en phase et approximativement fonctions

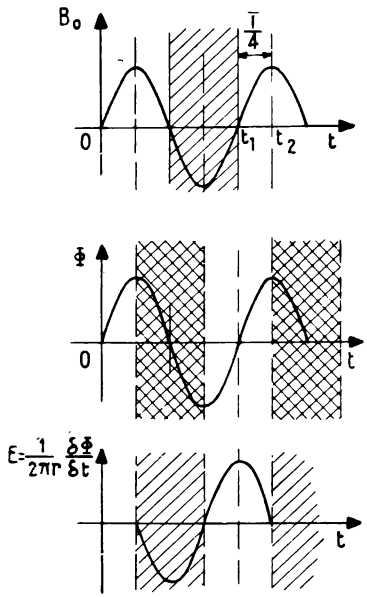


Fig. II-84

sinusoïdales du temps. Chacune des deux conditions de signe n'est satisfaite que la moitié du temps. Comme $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ est en avance sur B d'un quart de la période de T, on ne dispose que de l'intervalle $t_1 - t_2$ pour le parcours des électrons. On les injectera peu après t_1, on les déviera vers la cible peu avant t_2. L'intervalle de temps pendant lequel l'accélération a lieu ici est au plus $T/4$.

On déviera les électrons vers la cible par un second enroulement dans lequel on envoie une impulsion de courant. Il en résulte un accroissement subit de E et les électrons filent suivant la tangente au cercle de rayon r_0. La cible est dans le bêtatron ou extérieure au bout d'un canal en fer la protégeant de H.

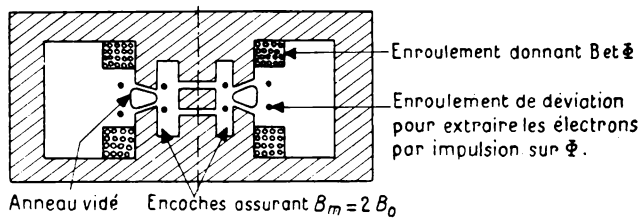


Fig. II-85

III-5.3.2. ***Polarisation par courant continu.*** — On a cherché à obtenir des énergies cinétiques plus élevées en accélérant l'électron pendant plus de $T/4$. On y parvient avec la « polarisation par courant continu ». A cet effet, dans les enroulements donnant B et Φ on superpose au courant alternatif un courant continu égal à sa valeur de crête. On dispose alors d'une demi-période pour accélérer les électrons puisque B_0 est toujours positif.

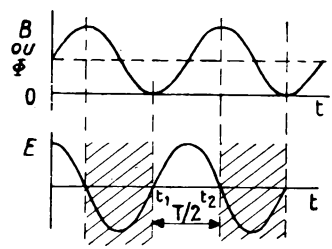


Fig. II-86

III-5.3.3. ***Polarisation par le champ.*** — Une solution un peu différente consiste à utiliser, en sus des enroulements à courant alternatif, des enroulements supplémentaires parcourus par un courant continu.

Ainsi, B_0 sur l'orbite ne change plus de signe, bien que Φ change de signe, $\partial\Phi/\partial t$ et E varient comme au § III-5.3.2. Ce procédé est appelé « polarisation par le champ », parce que c'est la courbe (B, t) qui est déplacée vers le haut grâce au champ des bobinages de polarisation.

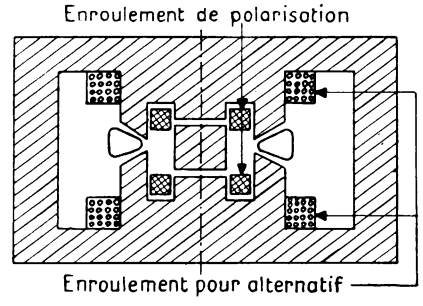


Fig. II-87

III-5.3.4. ***Polarisation par le flux.*** — Une dernière solution a été employée par Kerst dans un nouveau bêtatron pour grandes énergies (plus de 100 MeV). C'est la « polarisation par le flux ».

Un enroulement continu donne au flux à travers l'orbite de rayon r_0 une valeur élevée négative $-\Phi_1$ correspondant presque à la saturation.

De $t=0$ à $t=T/2$ on provoque une impulsion de Φ de la forme:

$$\Phi = -\Phi_1 + 2\Phi_1 \sin \omega t.$$

La variation de Φ donne un champ électrique E accélérateur de 0 à $T/4$.

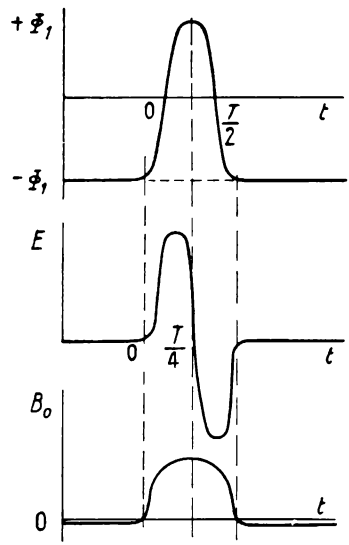


Fig. II-88

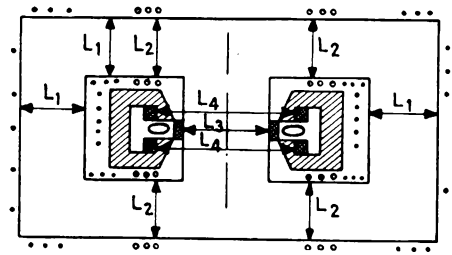


Fig. II-89

Cette variation de Φ est obtenue grâce à deux enroulements:

L_1, parcouru par un courant continu i_1, donnant $-\Phi_1$,

L_2, parcouru par un courant i_2 unidirectionnel proportionnel à $\sin \omega t$, donnant l'impulsion du flux.

Il y a ainsi « polarisation du flux ».

Le champ guide B_0 est obtenu par deux autres enroulements L_3 et L_4 parcourus par un courant unidirectionnel i_3, proportionnel à i_2.

L_3 et L_4 sont en parallèle avec L_2 et les nombres de spires sont calculés pour satisfaire la condition $B_m = 2\,B_0$. Leurs champs se compensent près de l'axe et se renforcent sur l'orbite.

La complication des enroulements apporte un avantage considérable: on supprime l'encoche qui avait pour but de réaliser $B_m = 2\,B_0$, et ceci permet une grosse diminution du volume du bêtatron, donc de son prix de revient.

III-5.4. **Alimentation du bêtatron.**

Pour remonter le facteur de puissance des enroulements alternatifs et diminuer la dépense d'énergie électrique, on ajuste les enroulements alternatifs pour réaliser la résonance sur la fréquence d'alimentation. A cet effet, on place une batterie de condensateurs C en parallèle sur ces enroulements. On arrive ainsi à ce qu'un bêtatron de 50 MeV ne consomme que quelques dizaines de kilowatts (effet Joule, pertes dans le fer (feuilleté), pertes dans les condensateurs).

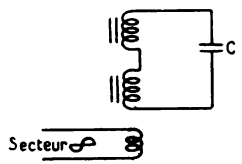


Fig. II-90

III-5.5. **Limite de l'énergie obtenue.**

La théorie électromagnétique conduit à la formule d'Abraham et Heaviside donnant la puissance rayonnée par un électron d'accélération $\vec{\gamma}$ et de vitesse $c\,\vec{\beta}$:

$$P_{\text{rayonnée}} = \frac{2\,e^2}{3\,c^3\,(1-\beta^2)^3}\left\{\gamma^2 - (\vec{\beta}\wedge\vec{\gamma})^2\right\} \quad \text{en u.e.s.c.g.s.}$$

Lorsque la trajectoire est circulaire:

$$P_{\text{rayonnée}} \# 2\,e^2\gamma^2/3\,c^3\,(1-\beta^2)^2.$$

Un électron décrivant une orbite circulaire rayonne à chaque tour, l'énergie:

$$W_{\text{ray}}\ \text{électrons-volts} = 712\,B_0^4\,r^3 = 8{,}8\cdot 10^{-8}\,W^4_{\text{cinét.}}/r \quad (W \text{ en Mev, } r \text{ en m}).$$

Cette énergie croît donc très vite et au-delà de $W_{\text{cinét.}} = 100$ MeV, l'augmentation d'énergie cinétique devient coûteuse.

III-5.6. **Usages du bêtatron.**

Le bêtatron a été exclusivement employé à accélérer des électrons, d'où son nom (par analogie de ses électrons avec les rayons β).

On les utilise pour produire des rayons X très pénétrants et même de longueur d'onde comparable à celle des rayons γ, qui sont précieux pour le traitement du cancer.

Des électrons de	1 MeV	donnent des	rayons	X durs de	0,012	Å
,,	10 MeV	,,	,,	,, X ,, ...	0,0012	Å
,,	100 MeV	,,	,,	,, X très pénétrants	0,00012	Å

III-6. **Le cyclotron** (planches VII, VIII, IX).

III-6.1. **Principe.**

Le cyclotron a été imaginé par Lawrence, Prix Nobel 1939. Son principe est de guider par un champ magnétique des particules chargées de manière à leur donner une série d'accélérations, par des passages successifs dans un champ électrique de haute fréquence.

Le champ magnétique est vertical, le champ électrique accélérateur horizontal de haute fréquence est établi entre deux électrodes creuses en forme de boîte demi-cylindrique. Elles ont la forme d'un D d'où leur nom américain de dees. Le champ est nul dans les D et n'agit qu'entre eux.

Si la durée d'un demi-tour sur la trajectoire est égale à une demi-période du champ haute fréquence, à chacun des passages d'un D à l'autre la particule électrisée sera accélérée. Le rayon de courbure croît comme la vitesse, la trajectoire est une spirale qui s'écarte du point d'injection et finit par être déviée par l'électrode A pour aller frapper la cible C.

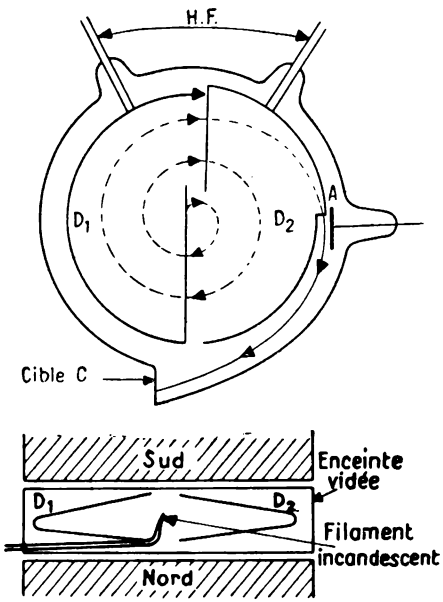


Fig. II-91

Les ions à accélérer sont produits en bombardant par les électrons issus d'un filament incandescent le gaz sous très faible pression (10^{-4} mm) con-

tenu dans l'enceinte contenant les dees. Soient v la vitesse, ne la charge de l'un de ces ions, la force magnétique nevB est égale à la force centrifuge:

$$\mathrm{n}evB = m\frac{v^2}{r},$$

$$\frac{\mathrm{n}eB}{m} = \frac{v}{r} = \omega.$$

Tant que les particules n'atteignent pas des vitesses relativistes, m reste constant et par suite la vitesse angulaire ω sur la trajectoire est également constante. C'est la « pulsation de cyclotron ».

La « condition de résonance », c'est-à-dire l'égalité de durée d'un demi-tour de la trajectoire et de la demi-période $T/2$ du champ est:

$$\frac{T}{2} = \frac{\pi r}{v} = \frac{\pi}{\omega}$$

ou: fréquence du champ = nombre de tours par seconde.

L'énergie finale W des particules est, en appelant R le rayon d'un D et B l'induction à la distance R de l'axe:

$$W = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\left(\frac{\mathrm{n}eB}{m}\right)^2 R^2;$$

on a donc intérêt à employer des champs d'induction intenses (mais on est limité par la saturation de l'acier vers $B = 2$ webers par mètre carré) et des appareils de grande taille (mais on est limité par le prix qui, comme le poids, croît à peu près comme le cube du rayon extérieur R des D).

III-6.2. **Focalisation du faisceau de particules.**

III-6.2.1. ***Phase d'une particule.*** — Le champ électrique HF entre les dees est de la forme:

$$E = E_0 \cos \omega t;$$

on appellera phase θ d'une particule l'angle θ tel que $\cos\theta = \cos\omega t_i$, t étant l'instant où elle traverse l'intervalle accélérateur pour la $i^{\text{ème}}$ fois:

$$\theta = \omega t_i;$$

θ est défini à $2k\pi$, près.

Un ion positif est accéléré s'il rencontre un champ E positif, c'est-à-dire si sa phase est telle que:

$$-\frac{\pi}{2} < \theta < +\frac{\pi}{2}.$$

Si l'ion est en retard sur le champ, sa phase est positive, s'il est en avance sa phase est négative.

III-6.2.2. ***Focalisation électrique.*** — Le champ E n'est pas uniforme entre les D, il est focalisateur vers le plan médian à gauche de MN, défocalisateur à droite. Pour que l'ensemble des deux déviations soit focalisateur, il faut que le champ soit plus fort pendant que la particule est à gauche de MN donc que E soit décroissant. Comme E doit être positif pour être accélérateur, ceci impose $0 < \theta < \pi/2$ pour une focalisation électrique.

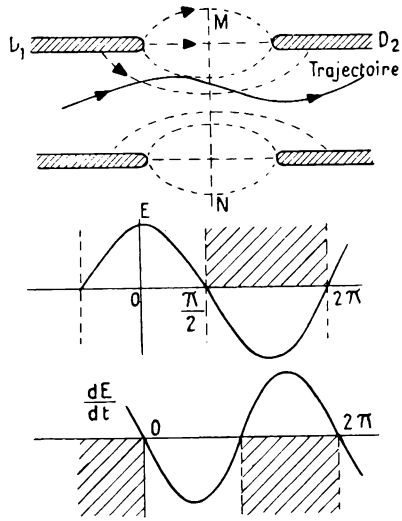


Fig. II-92

III-6.2.3. ***Focalisation magnétique.*** — Si le champ d'induction décroît quand le rayon r croît, ses lignes de forces sont concaves vers l'axe de symétrie et il y a une composante radiale Br de B. Cette composante radiale donne une force verticale $\vec{ev} \wedge \vec{B}_r \# ev B_r$ qui ramène les ions dans le plan médian.

Il suffit donc qu'il y ait $dB_z/dr < 0$ pour qu'une focalisation magnétique soit assurée.

Dans la pratique, la focalisation électrique est prépondérante au début de la trajectoire puis s'annule et est remplacée par une défocalisation

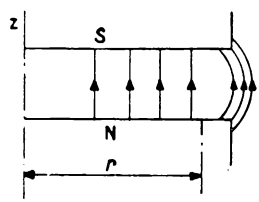


Fig. II-93

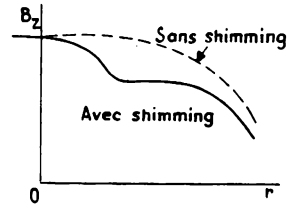


Fig. II-94

parce que l'ion prend de l'avance sur le champ (θ négatif). Il faut donc augmenter la focalisation magnétique en augmentant Br c'est-à-dire en accentuant la décroissance radiale de Bz. On y parvient avec une forme appropriée d'entrefer et des anneaux d'acier additionnels (shims), c'est ce qu'on appelle le *shimming*. Au-delà d'une certaine énergie la défocalisation électrique ne joue plus.

III-6.2.4. ***Oscillations des ions.*** — Les ions subissent des oscillations amorties:

1° de part et d'autre du plan médian avec une pulsation $\omega\sqrt{-\frac{\mathrm{d}\log B}{\mathrm{d}\log r}}$;

2° des oscillations radiales de pulsation $\omega\sqrt{1+\frac{\mathrm{d}\log B}{\mathrm{d}\log r}}$.

Ces dernières oscillations font varier le rayon de courbure de la trajectoire. Par suite, elles ont l'inconvénient de disperser les énergies des ions arrivant en un point donné de la cible. Ces ions ne sont plus monocinétiques, leur variation d'énergie est de l'ordre de 5% de part et d'autre de la valeur moyenne.

III-6.3. Alimentation HF des dees.

On a intérêt à avoir un champ électrique très élevé entre les dees. Pour cela il faut éviter les pertes par rayonnement entre le générateur HF et les dees. On emploie un émetteur à sortie symétrique. Actuellement sa liaison aux dees se fait toujours au moyen de deux lignes coaxiales vidées. Ces lignes et les dees fonctionnent en résonateur quart d'onde, avec un très grand facteur de surtension et l'on arrive ainsi, à partir d'oscillateurs consommant 200 kW, à des tensions de l'ordre de 250 000 volts entre les dees.

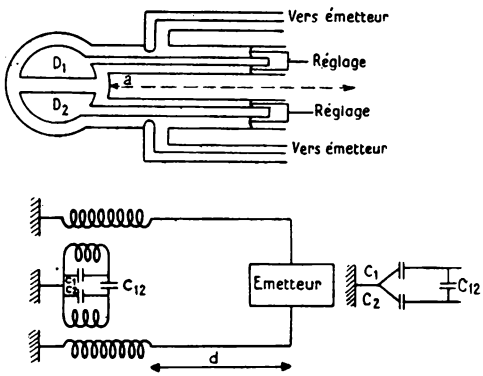


Fig. II-95

La pulsation de l'oscillateur HF est:

$$\omega = \frac{neB}{m}$$

sa fréquence $neB/2\pi m$ est pratiquement de l'ordre de 10 MHz, donc facile à produire avec un oscillateur à tubes d'émission ordinaires.

Soient:

Z_0 l'impédance caractéristique de la ligne,

β la constante de propagation,

d la longueur de la ligne,

C_1 la capacité entre D_1 et masse,

C_2 la capacité entre D_2 et masse,

C_{12} la capacité entre D_1 et D_2.

L'ensemble C_1, C_2 et C_{12} équivaut à:

$$C = C_{12} + C_1 C_2/(C_1 + C_2),$$

dont l'impédance Z vue de l'émetteur est:

$$Z = j Z_0(Z_0 C \omega \operatorname{tg} \beta d - 1)/(Z_0 C\omega + \operatorname{tg} \beta d).$$

On choisit d de sorte que $\operatorname{tg} \beta d \# - Z_0 C\omega$.

III-6.4. **Source d'ions.**

Les particules accélérées dans le cyclotron sont généralement des protons, des deutons ou des hélions. Elles sont produites en ionisant ${}^1_1H_2$, ${}^2_1H_2$, He par bombardement électronique. Ce bombardement peut avoir lieu directement entre les D (v. § III-6.1) ou, ce qui est préférable, dans une

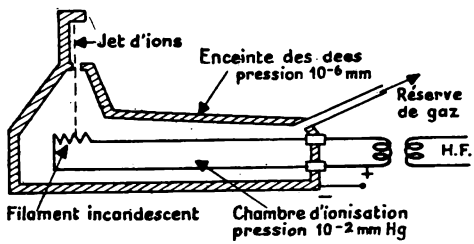


Fig. II-96

chambre à ionisation séparée. Avec ce dernier dispositif, on évite en effet d'introduire trop de gaz dans l'enceinte des dees, gaz qui disperse les ions à accélérer.

Le filament est chauffé en haute fréquence pour éviter son arrachement par action de B sur le courant de chauffage. On arrive ainsi à un courant d'ions qui peut atteindre 1 mA.

III-6.5. **Conclusion.**

Les cyclotrons sont des accélérateurs commodes pour des énergies comprises entre 10 et 30 MeV. Bien que leurs ions ne soient pas très monocinétiques, ces appareils ont rendu et rendent encore de grands services en

recherche nucléaire grâce au flux relativement intense d'ions accélérés qu'ils fournissent.

Quand l'énergie cinétique des particules croît, leur masse croît conformément à la théorie de la relativité:

$$m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

ou:

$$mc^2 = W + m_0 c^2.$$

Il en résulte que la pulsation de cyclotron $\omega = neB/m$ diminue et que par suite il n'est pas possible avec des dees alimentés en haute fréquence à la pulsation constante neB/m_0 d'obtenir des particules de très grande énergie. Comme l'augmentation relative de masse $\frac{m - m_0}{m_0} = W/m_0c^2$ est beaucoup plus marquée pour des électrons que pour des protons ou des deutons, on ne peut utiliser le cyclotron pour accélérer des électrons, et on ne peut guère avec lui donner à des protons ou des deutons une énergie dépassant 50 MeV.

III-7. **Synchrocyclotron** (planche XI).

III-7.1. **Les idées de base.**

Nous avons vu qu'un cyclotron dont les dees sont alimentés sous fréquence F constante, ne pourra pas accélérer les particules au-delà d'une certaine énergie parce que $\omega = neB/m$ diminue (car m croît) quand cette énergie augmente. Mc Millan aux U.S.A. et Veksler en U.R.S.S. ont proposé en 1945 d'éviter cette limitation d'énergie en diminuant F au fur et à mesure que l'énergie cinétique des particules croît. Ils ont montré d'une manière générale que l'on peut assurer la stabilité d'une trajectoire et le groupement des particules autour de la particule de phase favorable à condition de faire convenablement varier F ou B, ou F et B, en fonction de l'énergie cinétique. Il faut seulement que la variation par tour soit faible. C'est le principe de la stabilité de phase.

Un accéléarteur où B est constant dans le temps mais ω variable est appelé synchrocyclotron.

Les équations qui interviennent sont:

$$\omega = \mathrm{n}\, eB/m \qquad (1)$$

ou, ce qui revient au même:

$$Br = mv/\mathrm{n}e \qquad (2)$$

Nous allons mettre en évidence la variation de ω et de Br avec l'énergie cinétique W. On peut dans (1) éliminer m à partir de:

$$mc^2 = 1 + m_0 c^2 \tag{3}$$

et dans (2) éliminer mv à partir de:

$$m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}. \tag{4}$$

Ce qui s'écrit:

$$c^2 (m^2 - m_0^2) = m^2 v^2,$$

ou:

$$c^2(m - m_0)(m + m_0) = m^2 v^2,$$

qui, avec (3), devient:

$$\frac{W(W + 2 m_0 c^2)}{c^2} = (mv)^2.$$

Nous avons donc:

$$\begin{cases} \omega = \dfrac{\mathrm{n}\, eBc^2}{W + m_0 c^2} & (5) \\ Br = \dfrac{\sqrt{W(W + 2 m_0 c^2)}}{\mathrm{n}\, ec}. & (6) \end{cases}$$

Pour avoir une énergie aussi élevée que possible sur l'orbite de sortie dont on se donnera le rayon r, il faudra selon (6) avoir une induction B aussi élevée que possible. Mais d'après (5) ceci entraîne une fréquence proportionnelle à B.

Voyons séparément le cas des électrons et celui des protons et des ions plus lourds.

1° *Electrons*:

La pulsation ω lorsqu'on injecte les électrons sans vitesse initiale est au moment de l'injection:

$$\omega_0 = eBc^2/m_0 c^2 = eB/m_0.$$

Prenons $B = 1{,}5$ weber par mètre carré, valeur qu'il est difficile de dépasser, ceci donne:

$$\omega_0 = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 1{,}5/0{,}9 \cdot 10^{-30} = 2{,}6 \cdot 10^{11},$$

d'où une longueur d'onde HF:

$$\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8/2{,}6 \cdot 10^{11} = 7 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{m}.$$

Une longueur d'onde si courte n'est pas actuellement commode à réaliser avec une puissance élevée. Sa variation serait également très difficile à obtenir car elle serait énorme.

2° *Protons ou ions lourds*:

L'équation (5) nous donne le rapport des fréquences F_0 au moment de l'injection ($W = 0$) et F_1 à la sortie:

$$\frac{F_0}{F_1} = \frac{W + m_0 c^2}{m_0 c^2} = 1 + W/m_0 c^2.$$

Dans le cas des électrons où m_0c^2 est petit et ne vaut que 0,5 MeV, ce rapport aurait eu des valeurs trop élevées pour être réalisable. A énergie égale, il va être beaucoup plus faible pour des protons puisque leur masse au repos vaut 1836 fois celle de l'électron.

Pour des protons:

$$\frac{F_0}{F_1} = 1 + \frac{W(\text{MeV})}{940}.$$

La longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi c m_0/eB$ est environ 13 mètres.

Pour des deutons:

$$\frac{F_0}{F_1} = 1 + \frac{W(\text{MeV})}{1873}.$$

La longueur d'onde λ_0 est environ 26 mètres.

On pourra donc obtenir des protons de 400 MeV avec une variation de fréquence de 50% et des deutons de 400 MeV avec une variation de fréquence de 25% seulement. Les uns ou les autres se groupent par paquets, le faisceau frappant la cible a donc une structure discontinue dans le temps(1).

Quel devra être le rayon d'un synchrocyclotron? La formule (6) nous montre qu'à W donné, r est d'autant plus petit que B est plus élevé. On ne peut guère dépasser $B = 1{,}5$ weber par mètre carré. En exprimant l'énergie cinétique W et l'énergie au repos m_0c^2 en MeV, la relation (6) devient:

$$300\, nBr = \sqrt{W(W + 2m_0 c^2)}.$$

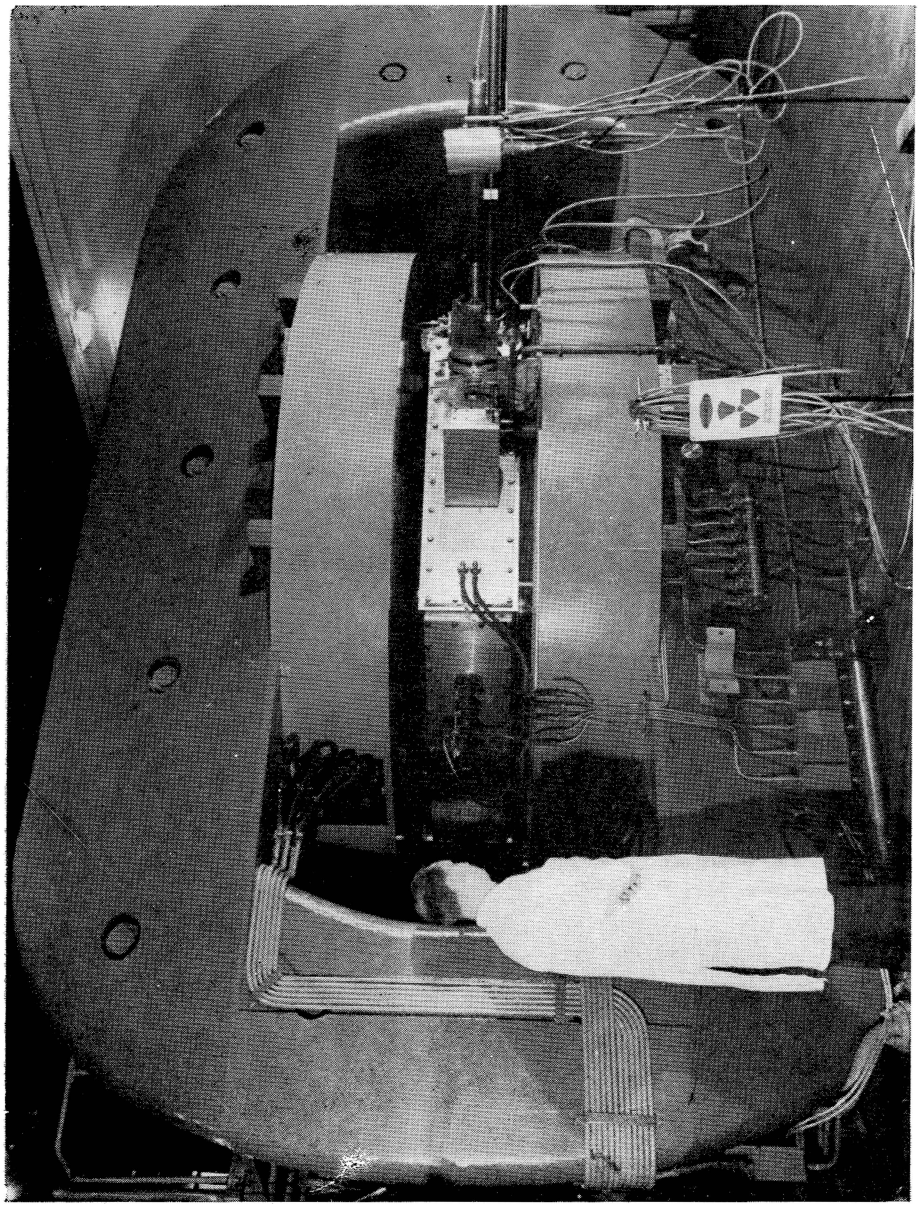
Si nous considérons des protons de $W = 400$ MeV, $m_0c^2 = 940$ MeV, avec $B = 1{,}5$ weber par mètre carré, on trouve $r = 2{,}1$ m.

Si nous considérons des deutons de $W = 400$ MeV, $m_0c^2 = 1880$ MeV, avec $B = 1{,}5$ weber par mètre carré, on trouve $r = 2{,}8$ m.

Ceci montre l'importance des masses de matériaux magnétiques nécessaires dès que l'on désire une énergie élevée.

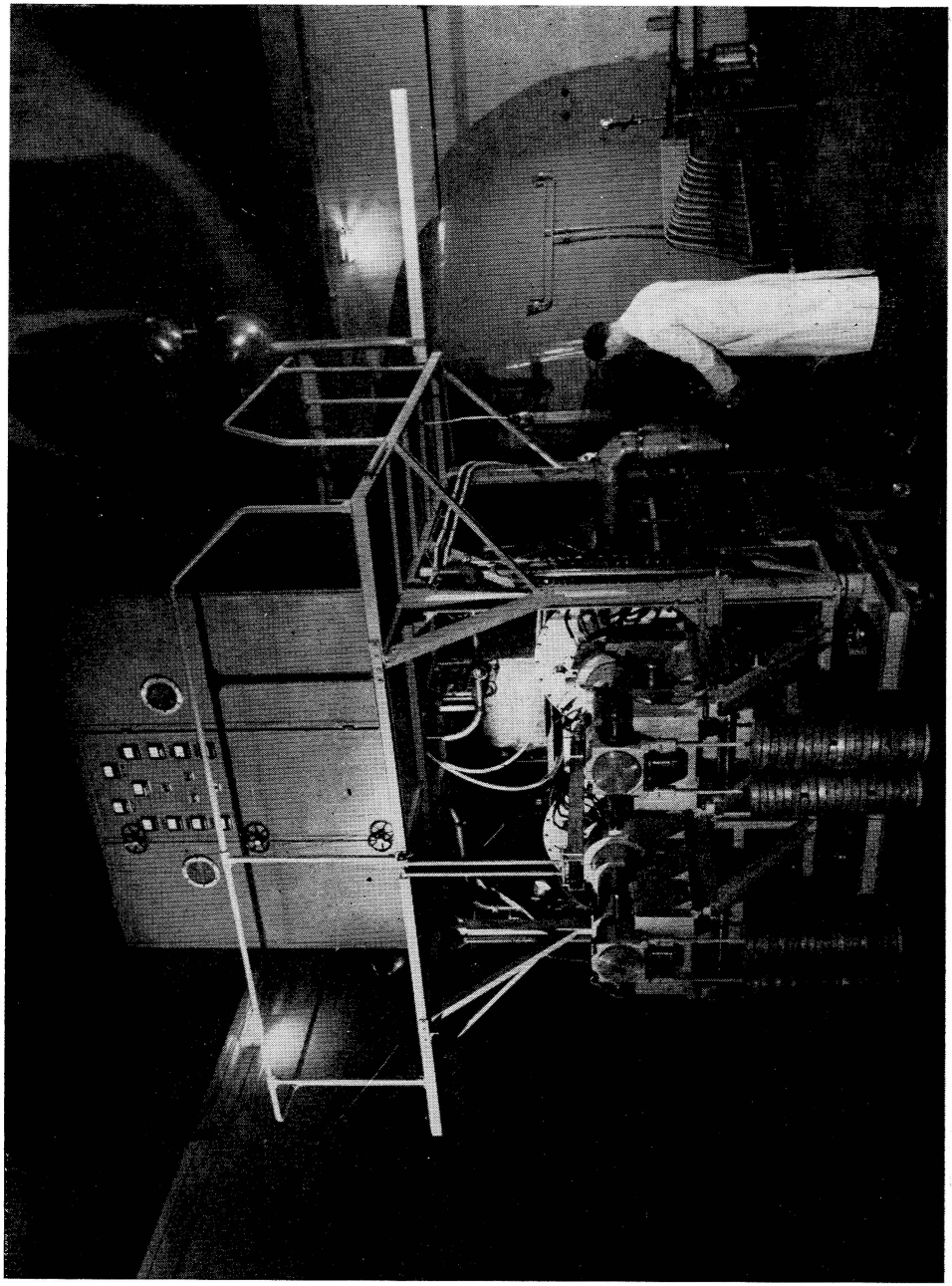
Prenons $W = 10$ GeV ce qui est de l'ordre du maximum réalisé actuellement, $B = 1{,}5$ weber par mètre carré, on obtient: $r = 24$ mètres. La

(1) C. BERGAMASCHI et P. RADVANYI, *La Nature*, août 1959, p. 340.



Cyclotron pour deutons de 25 Mev utilisé pour des ions lourds. SACLAY

PLANCHE VIII



Cyclotron de SACLAY, vue côté lignes.

(*Photo C.E.A.*)

masse de fer nécessaire pour les circuits magnétiques deviendrait énorme et le prix prohibitif.

III-7.2. Différences de réalisation entre le cyclotron et le synchrocyclotron.

En principe, ces deux appareils diffèrent essentiellement en ce que dans le premier la fréquence du champ électrique accélérateur est fixe tandis qu'elle varie dans le second.

Dans le cyclotron, où ω est constant, pour obtenir une grande énergie cinétique malgré l'augmentation relativiste de masse, on était obligé d'avoir des champs électriques HF accélérateurs très intenses. Ceci n'est pas nécessaire dans un synchrocyclotron car la variation de ω maintient le synchronisme entre l'instant des passages de particules dans le champ électrique et la valeur de la phase de ce champ. Le champ doit évidemment être de sens accélérateur, il doit être décroissant pour grouper en paquets les particules. Le champ HF est produit avec un seul dee, ce qui simplifie beaucoup le réglage de la ligne, la construction et l'extraction des particules.

La variation de fréquence a été jusqu'ici produite par un condensateur tournant. La ligne de transmission est demi-onde avec à une extrémité le dee, à l'autre le condensateur tournant qui module la fréquence de l'oscillateur.

III-7.3. Conclusion.

Le synchrocyclotron permet, à prix égal, d'obtenir des énergies beaucoup plus élevées qu'un cyclotron. Il est donc intéressant de transformer les cyclotrons existants en synchrocyclotrons pour accélérer protons, deutons ou hélions.

On a construit des synchrocyclotrons donnant à des protons une énergie de 680 MeV. La trajectoire d'une particule étant une spirale comme dans le cyclotron, il faut pratiquement que les pièces polaires soient pleines et aient un rayon égal au rayon de la dernière spire décrite. Pour des raisons financières il serait difficile d'aller beaucoup plus loin sur ce principe.

III-8. Synchrotrons.

III-8.1. Principes.

Les synchrotrons associent le principe du bêtatron: accélération de particules le long d'une orbite circulaire au moyen du champ électrique induit par la variation d'un flux d'induction, au principe du cyclotron: accélérations répétées au passage dans un champ électrique de haute fréquence.

Comme nous allons le voir, le problème se pose d'une manière différente pour les électrons et les protons. Cependant une analogie marquée existe entre le synchrotron à électrons et le synchrotron à protons. Dans l'un et l'autre on impose aux particules une trajectoire circulaire de rayon R constant et non plus une spirale comme dans le cyclotron. Il en résulte que le champ magnétique n'a plus besoin d'exister dans tout l'intérieur du cercle de surface πR^2 mais seulement dans une couronne étroite de rayon moyen R. Il en résulte une économie de fer et de cuivre de l'ordre de 80%.

III-8.2. **Synchrotron à électrons.**

Des relations (3) et (4) du § 7-1 nous tirons:

$$\left(\frac{m_0 c^2}{W + m_0 c^2}\right)^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}.$$

Les électrons ont au repos une énergie $m_0 c^2$ de 0,51 MeV. Il résulte de la relation précédente qu'il suffit d'une énergie cinétique de 3 MeV pour leur donner une vitesse v égale à 99/100 de la vitesse de la lumière. Cette propriété a d'heureuses conséquences dans la simplification du synchrotron à électrons comme elle en avait pour les accélérateurs linéaires.

La fréquence F du champ HF accélérateur va en effet pouvoir demeurer fixe, car:

$$F = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{v}{2\pi r};$$

$v \# c$ et on impose la constance de $r = R$.

F pourra donc être fixe, à condition de donner aux électrons avant leur injection une énergie de 1 ou 2 MeV, ce qui est facile avec un petit accélérateur auxiliaire de Van de Graaff ou plus élégamment en faisant fonctionner en bêtatron le synchrotron à électrons avant d'appliquer le champ HF accélérateur.

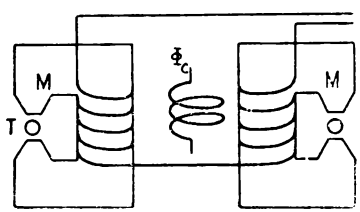


Fig. II-97

Très schématiquement, on peut construire un synchrotron à électrons comme ci-contre. Les électrons sont injectés dans le tube torique T et amenés sur l'orbite circulaire souhaitée par la variation du flux central Φ_c comme dans un bêtatron.

A ce moment on laisse Φ_c constant, on applique le champ HF accélérateur de fréquence constante et on fait croître le courant I dans les électroaimants M. La variation de I est réglée de manière à maintenir, par la

croissance de B, les électrons sur l'orbite de rayon R bien que leur énergie croisse. Le courant I est prélevé sur le secteur et on met M en résonance par des condensateurs. L'énergie qui est communiquée aux électrons par le champ électrique induit (rot $\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$) est négligeable devant l'énergie qui leur est donnée par le champ HF. Ce champ est appliqué entre deux électrodes intérieures au tube torique ou mieux à une cavité résonnante analogue à celle d'un klystron.

Un nombre suffisant d'électro-aimants est réparti radialement tout autour du tore. Ceci donne un champ annulaire et coûte beaucoup moins cher qu'un électro-aimant unique comme celui d'un cyclotron.

Pour fixer les idées, de nombreux synchrotrons à électrons de 2 m de diamètre donnent une énergie de 300 à 350 MeV. Aux U.S.A. un synchrotron à électrons de 7,5 m donne 1,5 GeV. Le plus grand paraît être celui en construction à Hambourg donnant 6 GeV avec un diamètre de 100 m (focalisation à gradients alternés).

III-8.3. **Synchrotron à protons.**

A l'intérieur de cet appareil les protons ont une vitesse très variable, on est donc obligé de faire varier la fréquence F du champ HF accélérateur puisque $2\pi F = \omega = v/r$.

D'autre part, comme leur énergie augmente, on est obligé de faire croître B :

$$(B = m\,v/er) \text{ ou } Br = \frac{\sqrt{W(W + 2m_0c^2)}}{ec}.$$

Avant de les injecter dans le synchrotron, on donne aux protons une énergie élevée au moyen d'un Van de Graaff, ou mieux au moyen d'un Van de Graaff suivi d'un accélérateur linéaire. Leur énergie à l'injection est alors de quelques dizaines de MeV.

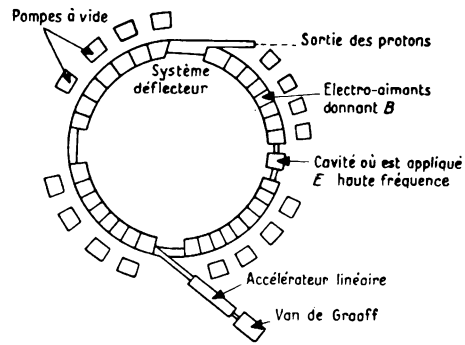


Fig. II-98

Les protons décrivent dans un tube vidé une trajectoire en forme de champ de course (race track) composée d'arcs de cercles raccordés par des droites. Le long des arcs de cercles règne un champ d'induction B créé par des électro-aimants en forme de C.

On fera croître B pour maintenir la particule sur l'orbite désirée malgré l'augmentation de son énergie. Cette augmentation d'énergie est produite dans un champ HF appliqué à une cavité placée dans une partie rectiligne.

Les synchrotrons à protons sont aussi appelés bêvatrons parce qu'ils donnent une énergie de l'ordre de 10^9 eV (1 BeV = 1 GeV) ou cosmotrons parce que cette énergie atteint le domaine des rayons cosmiques (10^9 à 10^{19} eV). Le cosmotron de Brookhaven terminé en 1952 donne des protons de 3,5 GeV qui sont injectés toutes les 5 secondes. Son diamètre est de 20 m, son électro-aimant pèse 1700 tonnes. Il a coûté environ 2 milliards et demi de francs.

Un synchrotron à protons de 3 GeV, Saturne, a été mis en service en 1958 à Saclay (voir p. 718 et planches IV, V et VI), un autre de 7 GeV est en construction à Harwell (Grande-Bretagne).

A Dubno, près de Moscou, se trouve le synchrotron à protons qui est actuellement le plus puissant du monde. Cet appareil appelé « synchro-phasotron » accélère des protons à 10 GeV. Le fer de ses circuits magnétiques pèse 36 000 tonnes, son excitation nécessite 140 000 kW, son diamètre extérieur est de 72 m, son diamètre intérieur de 56 m. Un synchrotron de 7 GeV est en construction comme maquette pour réaliser un synchrotron à protons de 65 GeV utilisant le principe de focalisation forte dont il est question ci-dessous.

A Genève, le synchrotron de 25 GeV du C.E.R.N. utilise un nouveau procédé de « *focalisation forte* » à gradients alternés qui permet une économie considérable de construction [1]: cet appareil coûte de 60 à 70 millions de NF ce qui serait le prix d'un synchrotron ordinaire pour 10 GeV seulement. La forme générale est encore celle d'un champ de course, mais la variation de B avec le rayon r et avec la coordonnée verticale z diffère de celle d'un synchrotron ordinaire. On a bien encore $\frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} = 0$ d'après l'équation de Maxwell rot $\vec{B} = 0$, mais si nous posons:

$$n = -\frac{\partial B_z/B_0}{\partial r/R},$$

au lieu d'adopter une valeur de n voisine de +0,7 comme dans un syn-

(1) E.D. COURANT, M.S. LIVINGSTONE et H.S. SNYDER, *Physical Review*, 88, 1952, p. 1190.

chrotron ordinaire, pour assurer un compromis où les protons s'écartent assez peu d'une trajectoire moyenne, on adopte des valeurs élevées de n dont le signe change d'un électro-aimant au suivant (1). C'est la *focalisation forte* (2). Si l'on adopte pour les électro-aimants de rang impair une valeur positive de n, par exemple $n = +280$ le passage des protons produit une focalisation dans la direction verticale et une défocalisation radiale, dans les électro-aimants de rang pair, on prendra une valeur négative de n, $n = -280$, ce qui focalisera radialement les protons et les défocalisera verticalement. La résultante de l'ensemble de ces focalisations et défocalisations successives dans 100 secteurs magnétiques est une focalisation radiale et une focalisation verticale, les oscillations des protons par rapport à l'orbite moyenne sont environ dix fois plus faibles que dans un synchrotron classique. La chambre à vide n'a que 15 cm $\times$ 8 cm, ce qui permet de réduire le prix. Les protons sont injectés par un accélérateur linéaire sous une énergie de 50 MeV, ils sont accélérés par des cavités résonnantes (3) sous une fréquence qui varie de 10 MHz à 3 MHz, ils décrivent une orbite de 200 m de diamètre. Le cycle d'accélération dure 1 seconde et est répété toutes les 4 ou 5 secondes. L'ensemble des 100 électro-aimants pèse 3 500 tonnes et consomme 1 500 kW. Les tolérances de mise en place des électro-aimants sont de l'ordre de quelques dizièmes de millimètre.

III-9. Usages des accélérateurs d'électrons.

Les accélérateurs d'électrons sont utilisés pour la recherche, surtout fondamentale, de plusieurs manières:

1) Sources de rayons X très pénétrants obtenus aux faibles énergies par Bremsstrahlung. C'est l'utilisation essentielle du bêtatron,

2) Source de neutrons arrachés à une cible (au-delà de 15 MeV),

3) Etude détaillée de la structure du noyau quand la longueur d'onde de de Broglie de l'électron devient petite, par rapport au noyau.

De la formule donnée, p. 105, on déduit:

$$\lambda \# 1{,}23 \cdot 10^{-12} / \sqrt{V^2 + V} \text{ où } \lambda \text{ est en m et V en MeV.}$$

Pour $V = 100$ MeV, $\lambda = 1{,}23 \cdot 10^{-14}$ m; pour 1 GeV, $\lambda = 1{,}23 \cdot 10^{-15}$ m.

4) Création de particules telles que mésons π ou μ par matérialisation d'énergie (au-delà de 400 MeV).

(1) On trouvera une description de ce procédé et du synchrotron de Genève dans un article de P. LAPOSTOLLE, *Onde Electrique*, 37, 1957, p. 41.

(2) M. Y. BERNARD, *Nucleus*, I, 1960 n° 1, p. 23.

(3) Lorsque la fréquence du champ HF varie, on maintient la résonance de la cavité en faisant varier par un enroulement à courant continu la perméabilité magnétique de ferrites qu'elle contient.

CHAPITRE IV

FORMES, DIMENSIONS ET MOMENTS NUCLÉAIRES

IV-1. Forme des noyaux.

La forme des noyaux est en général très voisine de la forme sphérique. Rabi a montré toutefois que le deuton a la forme d'un ellipsoïde légèrement allongé. Les autres noyaux peuvent avoir une forme d'ellipsoïde allongé ou aplati, d'ellipticité calculable à partir des valeurs mesurées du moment électrique quadrupolaire. Un ellipsoïde allongé possède un moment nucléaire quadrupolaire positif et un ellipsoïde aplati un moment négatif. Ce moment provient de la non-sphéricité de la répartition des charges électriques des protons dans le noyau. Toutefois l'ellipticité, dont l'existence est confirmée pour les noyaux lourds par le phénomène de fission, reste en général très faible.

IV-2. Forces entre un noyau et une particule α.

Considérons une expérience de diffusion de particules α par un noyau de charge Ze. A une distance d grande devant le rayon R du noyau, existe essentiellement la répulsion de Coulomb:

$$\frac{Ze \cdot 2e}{4\pi \varepsilon_0 d^2},$$

qui dérive du potentiel

$$\frac{Ze \cdot 2e}{4\pi \varepsilon_0 d}.$$

Lorsque la particule α approche du noyau de charge Ze, cette force de répulsion augmente d'abord, mais des forces à court rayon d'action interviennent, le noyau finit par attirer la particule α.

C'est ce que représente qualitativement la courbe (F, d) ci-après, où la force F est prise positive quand elle est dirigée vers la droite.

On considère habituellement que F dérive d'un potentiel U somme de deux potentiels, un potentiel nucléaire U_1 pratiquement nul hors du noyau dont la courbe (U_1, d) a la forme d'un puits et le potentiel de Coulomb U_c dont l'expression hors du noyau est:

$$U_c = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 d}. \qquad (1)$$

Si la particule α était remplacée par un neutron, seul un potentiel du type U_1 existerait [1] et U_c serait nul.

Le fait que la somme U_1+U_c reste finie quand d est nul (centre du noyau) n'est pas en contradiction avec la loi de Coulomb. En effet, à l'intérieur du noyau ($d < R$) il n'y a pas une charge Ze concentrée au centre O mais Z charges e portées par Z protons en mouvement dans la sphère de centre O et l'expression (1) de U_c n'y est plus valable.

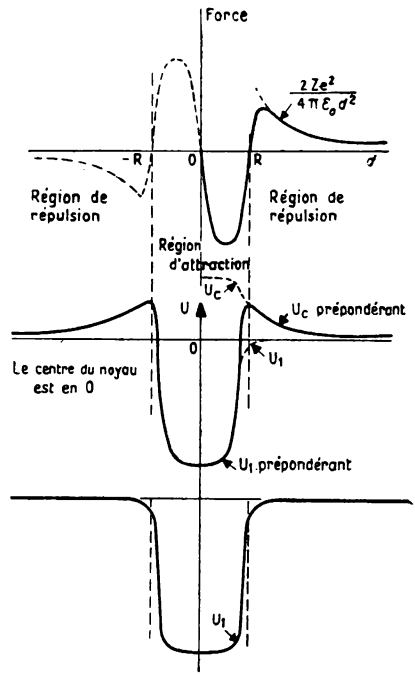


Fig. II-99

Les expériences de diffusion de rayons α ou de protons donnent sensiblement la valeur de R où la force F est nulle, valeur très voisine de celle qui rend F maxima.

Ces expériences donnent donc une bonne représentation de la réalité en ce qui concerne les noyaux concernant plusieurs nucléons.

IV-3. **Forces entre nucléons.**

Un nucléon, proton ou neutron, a un nombre de masse A égal à 1. Si nous faisons $A = 1$ dans l'expression $R = 1{,}2 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$, nous trouvons $R_o = 1{,}2 \cdot 10^{-15}$ m comme rayon d'un nucléon. Cette extrapolation aux nucléons d'une formule bien vérifiée pour les noyaux lourds est-elle justifiée?

Tandis qu'on ne connaît pas grand chose de certain sur la nature des forces qui s'exercent entre les nucléons dans un noyau, on a des renseignements plus précis sur les forces s'exerçant entre deux nucléons

(1) Le potentiel nucléaire U_1 n'a pas encore d'expression théorique parfaitement jufistiée. On lui donne souvent une forme rectangulaire pour la commodité des calculs (Voir p. 103 à 107).

isolés: interactions proton-proton, proton-neutron, neutron-neutron. On sait que les forces qui s'exercent à courte distance sont différentes suivant que les spins des deux nucléons sont parallèles ou antiparallèles. On n'a cependant pas encore de théorie quantitative et les expériences en sont encore à leur début.

On peut dire que le potentiel de Coulomb U_c n'existe que dans l'interaction proton-proton et en dessous de la distance R_0 reste beaucoup plus petit (en valeur absolue) que le potentiel à courte distance U_1 (on dirait plus exactement à court rayon d'action). U_1 est regardé comme somme de deux potentiels à courts rayons d'action, l'un U_2 de rayon d'action voisin de $1{,}2 \cdot 10^{-15}$ m donnant une attraction, l'autre U_3 de rayon d'action voisin de $0{,}6 \cdot 10^{-15}$ m donnant une répulsion.

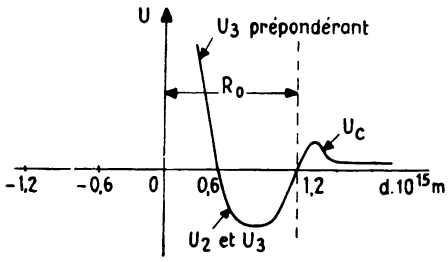


Fig. II-100

On considère maintenant [1] que les nucléons ont un « coeur dur » (hard core) d'environ $0{,}6 \cdot 10^{-15}$ m de rayon, ou 0,6 fermi, le fermi étant la très petite unité de longueur bien adaptée aux dimensions nucléaires et égale à 10^{-15} m.

Quand d décroît depuis l'infini, l'interaction de deux protons consiste d'abord en la répulsion de Coulomb, puis en une attraction lorsque d décroît d'environ 1,2 à 0,6 fermi, puis en une répulsion très intense. L'interaction neutron-neutron ou neutron-proton consiste seulement en une attraction sensible seulement aux valeurs de d de l'ordre de 1,2 fermi puis en une répulsion énergique au-dessous de 0,6 fermi. L'étude du deuton a fourni des renseignements expérimentaux intéressants sur les forces entre nucléons.

IV-4. **Rayons des noyaux.**

Admettons donc qu'un noyau ait la forme d'une sphère. Deux méthodes existent pour mesurer le rayon R de cette sphère: la diffusion (§ IV-4.1) et l'emploi d'atomes mésiques (§ IV-4.2).

IV-4.1. **Mesure de R par diffusion.**

Les premières mesures de rayons nucléaires ont été faites dès 1911 par Rutherford. Il bombardait des atomes par des rayons α et étudiait la répartition des particules α diffusées.

(1) R. JASTROW, *Physical Rev.*, 81, 1951, p. 165 et 636 L.

Ses expériences montrèrent que la densité spatiale $\frac{A/4\pi R^3}{3}$ des nucléons est sensiblement la même pour tous les noyaux, A étant le nombre de nucléons du noyau, nombre très voisin de la masse du noyau évaluée en unités de masse atomique. Depuis lors, on a remplacé les rayons α par des particules accélérées artificiellement: des protons et maintenant des électrons.

En utilisant des électrons issus de l'accélérateur linéaire de Stanford, Hofstadter a confirmé le résultat de Rutherford: la densité spatiale $A\frac{4}{3}\pi R^3$ des nucléons est sensiblement la même pour tous les noyaux.

Comme A/R^3 est une constante, nous pouvons la poser égale à $1/R_0^3$ et écrire:

$$R = R_o\, A^{1/3}.$$

La valeur de R_0 déterminée par Hofstadter est:

$$R_o = (1{,}2 \pm 0{,}1)\cdot 10^{-15}\ \text{m},$$

d'où pour un noyau quelconque:

$$R = 1{,}2\cdot 10^{-15}\, A^{1/3}\ \text{m}.$$

Quelle confiance doit-on accorder à ces mesures? Il y a une cause expérimentale d'erreur à éviter: lorsque l'énergie cinétique de la particule incidente possède certaines valeurs particulières, la particule peut être «capturée par résonance» et le noyau peut ensuite réémettre une particule identique.

IV-4.2. **Mesure de R au moyen des atomes mésiques.**

L'emploi des «atomes mésiques» donne plus facilement des résultats que les mesures de R par diffusion compliquées parfois par la capture par résonance. Un noyau bombardé par un proton peut laisser échapper des mésons π^+ ou π^- qui se transforment en mésons μ^+ et μ^-. La durée de vie d'un méson μ^- est suffisante pour que le spectre d'un atome mésique puisse être observé. Dans un atome mésique, le méson μ^- joue le même rôle que l'électron négatif dans l'atome de Bohr où le rayon a_n de l'orbite n'est:

$$a_n = \frac{n^2 h^2 \varepsilon_0}{\pi m Z e^2},\ \text{en M. K. S. A.}$$

(voir page 116, équation (3)).

Cette expression reste valable pour l'atome mésique à condition de prendre pour m la masse du méson μ, masse 212 fois plus élevée que celle d'un électron. L'orbite du méson aura donc un rayon 212 fois plus faible (à valeur égale de n) que celle d'un électron de l'atome de Bohr. Sur une orbite K, en réalité elliptique et non circulaire, le méson μ^- se trouve une grande partie du temps à l'intérieur du noyau. On conçoit que le potentiel de Coulomb (fig. II-101) et par suite les niveaux d'énergie de ce méson soient un peu différents suivant que l'on considère le noyau comme ponctuel (courbe C) ou uniformément chargé en volume (courbe C'). Les rayons X émis quand un méson μ^- tombe sur la couche K ont une fréquence dont la mesure précise permet d'obtenir R par l'écart, (fig. II-102) proportionnel à R^2Z^4, entre la valeur observée [1] et la valeur calculée correspondant à un noyau ponctuel, $R = 0$.

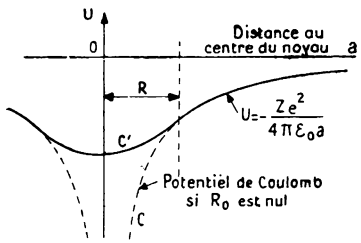


Fig. II-101

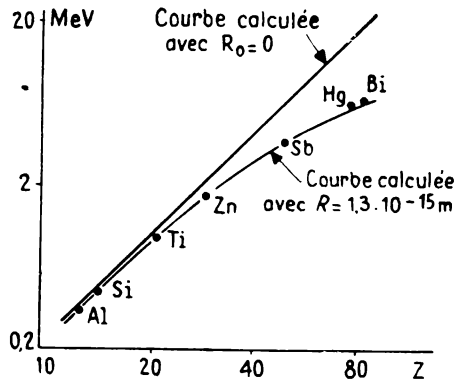


Fig. II-102. — On a porté en ordonnée en MeV l'énergie des photons X, énergie $h\nu = eV$.

IV-5. Moment cinétique du noyau.

En 1924, pour rendre compte de la structure hyperfine des spectres optiques Pauli et Ruark proposèrent l'explication suivante. Le noyau peut tourner sur lui-même et a un moment cinétique résultant des moments de

(1) V. L. Fitch et J. Rainwater, *Physical Review*, 76, 1949, p. 182.

ses nucléons. Ceux-ci, protons et neutrons, possèdent un moment cinétique de spin $\hbar \sqrt{s(s+1)}$, avec $|s| = \frac{1}{2}$ (comme Uhlenbeck et Goudsmit en attribuèrent un aux électrons). Une même structure électronique de l'atome mais des orientations différentes du moment cinétique du noyau, expliquent l'existence et la position des composantes spectrales de la structure hyperfine.

L'étude expérimentale de l'énergie cinétique des particules α et β et des fréquences des rayonnements γ des noyaux radioactifs a mis en évidence des relations de quanta qui ont permis de bâtir (1) pour les nucléons dans le noyau, une théorie analogue à celle des électrons dans l'atome. Quatre nombres quantiques, interviennent:

1° n nombre quantique principal,

2° l nombre quantique orbital,

3° m_l nombre quantique magnétique orbital (quantifie la projection de l sur une direction donnée),

4° m_s nombre quantique magnétique de spin (quantifie la projection de s sur une direction donnée).

Les moments cinétiques orbitaux et de spin des divers nucléons d'un noyau se composent vectoriellement et suivant des règles de quantification spatiales, tout comme ceux des électrons des couches extérieures.

Les moments cinétiques nucléaires sont mesurables à partir des composantes très voisines de la structure hyperfine des spectres optiques d'émission des atomes. Ils le sont aussi à partir des intensités des raies dans les spectres de bandes des molécules.

Les résultats peuvent se résumer sommairement ainsi. Les moments cinétiques des noyaux contenant un nombre pair de nucléons sont des multiples entiers de $\hbar$ et sont très souvent nuls. Les moments cinétiques des noyaux de A impair sont toujours de la forme $\left(k + \frac{1}{2}\right)\hbar$.

IV-5.1. **Magnéton de Bohr.**

Revenons à l'atome de Bohr. L'électron de masse m décrit une orbite circulaire de rayon a (1re partie, § V-4.2) à la fréquence de rotation ν. Sa vitesse est $\nu \cdot 2\pi a$, sa quantité de mouvement $mv = m \cdot \nu \cdot 2\pi a$. Le moment p_φ de cette quantité de mouvement par rapport au centre O de l'orbite (noyau) est: mva ou encore:

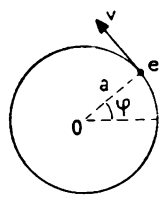


Fig. II-103

$$\text{moment cinétique} = p_\varphi = m\nu 2\pi a^2.$$

(1) *Elementary theory of nuclear shell structure*, par M. GOEPPERT-MAYER et J. H. D. JENSEN, Wiley éditeur, New-York, 1955.

L'hypothèse de quantification de Bohr est:

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi \, \mathrm{d}\varphi = \mathrm{k}\, h \qquad \mathrm{k} = 0, 1, 2...$$

ou:

$$2\pi \cdot m\nu \cdot 2\pi a^2 = \mathrm{k}\, h,$$

ou encore, en introduisant $\hbar = h/2\pi$:

$$\pi a^2 \nu = \mathrm{k}\, \hbar/2m.$$

Cet électron de charge e tournant ν fois par seconde est équivalent à un courant moyen $\bar{i} = \nu e$. Ce courant $\bar{i}$ aurait un moment magnétique $\vec{\mathrm{M}}$, normal au plan de l'orbite en O, et de grandeur égale à $\pi a^2 \cdot \bar{i}$:

$$\mathrm{M} = e\pi a^2 \nu.$$

En tenant compte de $\pi a^2 \nu = \mathrm{k}\hbar/2m$:

$$\mathrm{M} = \mathrm{k}\frac{e\hbar}{2m} = \mathrm{k}\frac{eh}{4\pi m}.$$

Ceci montre que le moment magnétique orbital est multiple d'un moment magnétique élémentaire:

$$\frac{eh}{4\pi m} = \frac{e\hbar}{2m}$$

appelé magnéton de Bohr.

Les moments magnétiques des différentes orbites électroniques et ceux dus aux spins des électrons se couplent entre eux de manière que le moment atomique résultant soit égal à un nombre entier de magnétons de Bohr.

Le rapport $\gamma = \dfrac{\vec{\mathrm{M}}}{\vec{\mathrm{I}}}$ du moment magnétique $\vec{\mathrm{M}}$ au moment cinétique $\vec{\mathrm{I}}$ est appelé rapport gyromagnétique.

IV-5.2. **Magnéton nucléaire.**

Dans ce qui précède, si nous remplaçons l'électron par un proton, la charge e change de signe, la masse m de l'électron est remplacée par la masse m_p du proton qui est 1836 fois plus élevée. On est donc conduit à prévoir que les moments magnétiques nucléaires doivent être multiples d'un moment nucléaire élémentaire: $\dfrac{e\hbar}{2m_p}$.

Ce magnéton nucléaire est 1836 fois plus petit que le magnéton de Bohr.

IV-6. **Mise en évidence du moment magnétique nucléaire.**

Le moment magnétique d'un atome est la somme vectorielle d'un moment magnétique électronique (dû aux spins des électrons et à leurs mouvements orbitaux) et d'un moment magnétique nucléaire (dû aux moments magnétiques des nucléons et au mouvement des protons dans le noyau). La composante nucléaire est de l'ordre du millième de la composante électronique car le magnéton nucléaire est 1836 fois plus petit que celui de Bohr. Il est donc à prévoir que la mise en évidence du moment magnétique nucléaire sera délicate. On y est arrivé cependant par deux moyens.

IV-7. **Emploi d'une méthode cinétique.**

IV-7.1. **Rappel de l'expérience de Stern et Gerlach.**

Rappelons qu'un petit aimant de moment magnétique $\vec{M}$ placé dans un champ $\vec{H}$ possède une énergie potentielle $\vec{W} = \vec{M} \cdot \vec{H}$ et est soumis au couple $\vec{C} = \vec{M} \wedge \vec{H}$. De plus, *si le champ $\vec{H}$ n'est pas uniforme* cet aimant est soumis à une force $\vec{F}$ dont les composantes sont:

$$F_x = \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial x}, \quad F_y = \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial y}, \quad F_z = \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial z},$$

où:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial x} = \vec{i} \frac{\partial H_x}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial H_y}{\partial x} + \vec{k} \frac{\partial H_z}{\partial x}.$$

Les atomes porteurs d'un moment magnétique $\vec{M}$ sont lancés dans le vide à travers un champ magnétique $\vec{H}$ non uniforme. Ils sont donc soumis à une force qui courbe leur trajectoire. C'est l'expérience classique de Stern et Gerlach.

La force verticale est ici:

$$F_z = M \cdot \frac{dH_z}{dz} \cos \theta,$$

θ désignant l'angle de $\vec{M}$ avec $\vec{H}$.

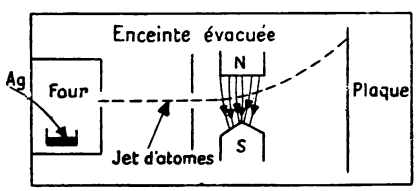


Fig. II-104

Cette expérience a montré:

1° que les atomes d'argent ont bien un moment magnétique puisqu'ils sont déviés par $\vec{H}$,

2° que les orientations θ que prend $\vec{M}$ par rapport à $\vec{H}$ ne sont pas quelconques mais quantifiées (dans le cas de l'argent $\theta = 0$ et $\theta = 180°$).

Les moments atomiques observés sont bien des multiples entiers du magnéton de Bohr.

IV-7.2. **Expérience de Rabi.**

Rabi a modifié l'expérience de Stern et Gerlach pour pouvoir mettre en évidence le moment magnétique nucléaire sans être gêné par le moment magnétique électronique qui est beaucoup plus grand. Rabi provoque deux déviations de sens inverses dans deux dispositifs D_1 et D_2 de Stern et Gerlach.

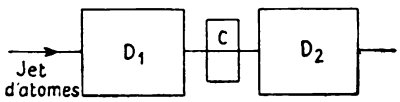


Fig. II-105

Les deux déviations se compensent. Rabi intercale entre D_1 et D_2 un dispositif auxiliaire C qui produit un champ magnétique de haute fréquence H_F et un champ uniforme constant H_0. Le champ H_0 est vertical comme les champs H_1 dans D_1 et H_2 dans D_2, tandis que H_F est horizontal. H_F provoque dans le noyau des atomes qui le traversent une variation de

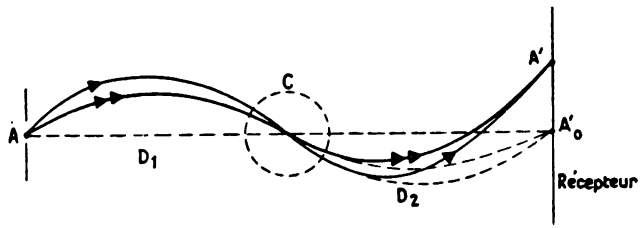


Fig. II-106

niveau énergétique nucléaire si sa fréquence F est égale à la fréquence ν de résonance magnétique nucléaire que nous introduirons plus loin. Il en résulte alors que le moment magnétique nucléaire des atomes entrant dans D_2 n'est plus identique à leur moment à la sortie de D_1, les deux déviations ne se compensent plus et les atomes qui donnaient en A'_0 une image du trou d'entrée A hors de la résonance en donnent une image en A'. L'écart A'_0 A' pourrait permettre de calculer la variation du moment

nucléaire, mais on préfère noter la valeur ν de la fréquence du champ H_F qui provoque une baisse d'intensité dans l'indication du détecteur placé en A_0'.

La méthode de Rabi est d'un emploi délicat: les atomes ou les molécules doivent être sous forme de jet dans le vide, ce qui exclut *ipso facto* liquides et solides. Il faut des dispositifs très sensibles pour déceler les jets de molécules ou d'atomes déviés. On préfère de beaucoup aujourd'hui les méthodes radioélectriques.

IV-8. **Emploi de la méthode radioélectrique de Bloch.**

Il existe plusieurs méthodes radioélectriques (1). On peut mesurer au voisinage de la résonance les variations de l'impédance d'une bobine contenant l'échantillon étudié. C'est la méthode de Purcell (p. 309). On peut aussi employer la « méthode de l'induction nucléaire » due à F. Bloch. Nous décrivons d'abord cette dernière méthode qui est très commode à employer.

Les pôles nord et sud d'un électroaimant donnent dans la direction Oy un champ horizontal H_0. On lui superpose un petit champ alternatif à 50 hertz de même direction, H_m, créé par les bobines auxiliaires B, B'

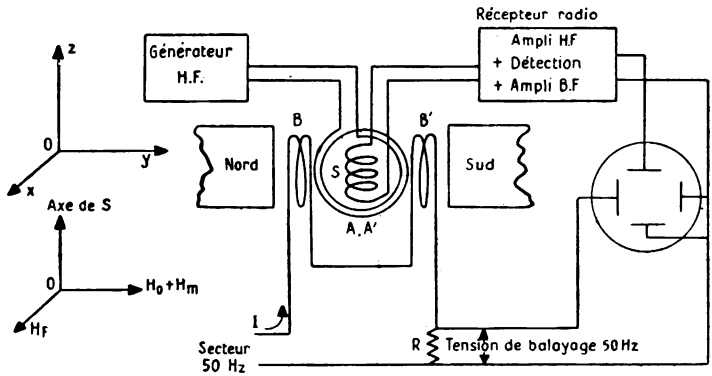


Fig. II-107

d'axe Oy alimentées par le courant I dû au secteur. L'échantillon étudié est placé dans la bobine S d'axe vertical parallèle à Oz. S est reliée à un récepteur radio à la sortie duquel est placé un oscillographe cathodique dont le balayage horizontal est produit par la tension RI à 50 Hz.

La bobine S est placée entre deux bobines A, A' d'axe parallèle à Ox

(1) Voir par exemple: *La résonance paramagnétique nucléaire*, par P. GRIVET et collaborateurs, Ed. C.N.R.S., Paris, 1955.

parcourues par un courant HF de fréquence F réglable. Le champ H_F de haute fréquence créé par A et A′ est parallèle à Ox.

Avec cette disposition géométrique, les coefficients d'induction mutuelle entre S et B, B′, et entre S et A, A′ sont tous deux nuls car les axes des bobines sont orthogonaux entre eux. Si S ne contient pas d'échantillon, aucune tension n'apparaît donc aux bornes du récepteur. Si la fréquence F du champ haute fréquence est voisine d'une certaine valeur ν, un signal «d'induction nucléaire» apparaît à l'entrée de ce récepteur. Ce signal est une tension induite U de fréquence F et dont l'amplitude est modulée à 50 Hz par le champ modulateur H_m.

En effet, nous verrons qu'il existe une fréquence ν de résonance paramagnétique nucléaire qui est proportionnelle au champ magnétique agissant sur l'échantillon. Ce champ, ici H_0+H_m, a une composante alternative $H_m \cos 314\,t$ qui fait un peu varier ν. La fréquence F du champ haute fréquence est par contre constante. Le signal HF «d'induction nucléaire» atteint son amplitude maxima à l'instant où $\nu = F$.

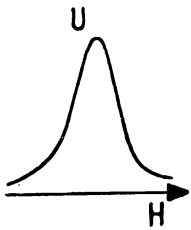


Fig. II-108

Après détection de ce signal, la courbe observée sur l'écran de l'oscillographe cathodique a la forme d'une courbe de résonance habituelle en forme de cloche si le temps de relaxation du phénomène est beaucoup plus petit que 1/50 de seconde. Elle est plus compliquée en cas contraire.

IV-9. Induction paramagnétique nucléaire. Précession de Larmor nucléaire.

La cause du signal U d'induction nucléaire HF qui apparaît dans la bobine S, bien que ses coefficients d'induction mutuelle avec A et A′ soient nuls, est la rotation dans le plan xOz des moments magnétiques des noyaux dans l'échantillon.

Considérons un noyau placé en O, il tourne à grande vitesse et possède un moment cinétique $\vec{I}$. Comme pour un électron (p. 299 et 300), ce moment cinétique $\vec{I}$ est accompagné d'un moment magnétique:

$$\vec{M} = \gamma \vec{I}. \qquad (1)$$

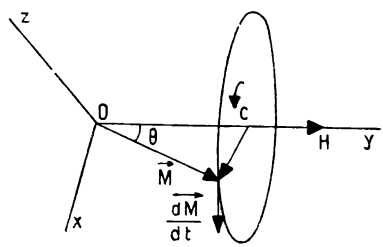


Fig. II-109

Créons un champ uniforme $\vec{H}$. Le moment magnétique $\vec{M}$ se trouve alors soumis à un couple

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{H} \quad (2) \qquad \text{ou} \qquad \vec{\Gamma} = \gamma \vec{I} \wedge \vec{H}. \quad (3)$$

Or, on démontre en mécanique rationnelle (1) que la dérivée $\frac{d\vec{I}}{dt}$ du moment cinétique $\vec{I}$ par rapport au temps due à un couple $\vec{\Gamma}$ est égale à ce couple.

Donc ici:

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{\Gamma} = \gamma \vec{I} \wedge \vec{H}. \quad (4)$$

Cette équation nous montre que la vitesse $\frac{d\vec{I}}{dt}$ du vecteur $\vec{I}$ est normale à ce vecteur (puisque égale à un vecteur $\vec{I} \wedge \vec{H}$ normal à $\vec{I}$ parce que tout produit vectoriel est normal aux deux vecteurs dont il est le produit).

Sous l'action de $\vec{\Gamma}$, le vecteur $\vec{I}$ prend un mouvement de précession gyroscopique, appelé précession de Larmor nucléaire, et décrit un cône de révolution autour de $\vec{H}$.

Il en est de même de $\vec{M} = \gamma\vec{I}$. On le verrait d'ailleurs directement par:

$$\vec{\Gamma} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H}. \quad (5)$$

Cherchons quelle est la vitesse angulaire ω de $\overrightarrow{CM}$ dans cette rotation de $\overrightarrow{OM}$ autour de Ox.

Dans la relation

$$\frac{dM}{dt} = \omega \cdot CM = \omega \cdot OM \sin\theta \quad (6)$$

(5) donne:

$$\frac{dM}{dt} = \gamma \cdot OM \cdot H \sin\theta, \quad (7)$$

d'où, en divisant (6) par (7):

$$\omega = \gamma H,$$

(1) G. Bruhat, *Mécanique*, p. 120, Masson, éditeur, 1955.

et en introduisant la fréquence $\nu = \omega/2\pi$ de cette précession de Larmor nucléaire:

$$\nu = \frac{\gamma H}{2\pi}. \tag{8}$$

Le moment magnétique $\vec{M}$ peut être considéré comme somme de $\overrightarrow{OC}$ et $\overrightarrow{CM}$:

$$\overrightarrow{OM} = \overrightarrow{OC} + \overrightarrow{CM};$$

$\overrightarrow{OC}$ a une direction fixe, Oy, parallèle à $\vec{H}$,

$\overrightarrow{CM}$ tourne à la vitesse angulaire ω dans le plan xOz.

Puisque la composante transversale tournante $\overrightarrow{CM}$ du moment magnétique de chaque noyau envoie à travers la bobine S, dont la section est parallèle à xOz, un flux Φ variable à la fréquence ν, on pourrait s'attendre à ce qu'il apparaisse, aux bornes de S, une tension induite $-\Sigma \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ de fréquence ν.

En réalité, on n'observe aucune tension induite en l'absence de courant HF de fréquence ν dans les bobines AA'. Dans ce cas le moment de chaque noyau précessionne bien autour de $\vec{H}$ avec la fréquence ν, mais les composantes transversales $\overrightarrow{CM}$ des moments des différents noyaux ont à un instant donné leurs directions réparties au hasard. La somme macroscopique transversale $\sum \overrightarrow{CM}$ pour tout l'échantillon est donc nulle par effet de compensation. S reçoit donc de $\sum \vec{CM}$, qui est nul, un flux nul. Par suite aucune tension induite n'apparait dans S.

On pourrait dire aussi que chaque noyau induit bien dans S par sa précession une tension $\varepsilon \cos(\omega t - \varphi)$, mais que, φ étant réparti au hasard, tout l'échantillon donne une somme $\Sigma \varepsilon \cos(\omega t - \varphi)$ qui est nulle.

Lorsqu'un courant de fréquence F parcourt les bobines AA', il crée un champ magnétique haute fréquence H_F parallèle à Ox donc dans le plan que balaie $\overrightarrow{CM}$.

H_F peut être considéré comme résultant de la composition de deux champs constants $\vec{H}_1$ et $\vec{H}_2$ tournant en sens inverses à la vitesse angulaire $2\pi F$. L'un de ces champs, $\vec{H}_1$ par exemple, tourne dans le même sens que

$\overrightarrow{CM}$. Si $F = \nu$, les composantes transversales $\overrightarrow{CM}$ des moments magnétiques de tous les noyaux de l'échantillon vont prendre la direction de $\vec{H}_1$ et tourner avec lui dans le plan xOz. Comme $\vec{H}_1$ a ainsi orienté parallèlement les différents vecteurs $\overrightarrow{CM}$ des divers noyaux, il existe alors une composante transversale non nulle $\sum \overrightarrow{CM}$ qui, dans le plan xOz, tourne avec la vitesse angulaire $2\pi\nu$.

Ce moment magnétique transversal macroscopique $\sum \overrightarrow{CM}$ induit dans S une tension de fréquence ν parce qu'il tourne à la fréquence ν. C'est pour cela que cette méthode est appelée méthode de l'induction nucléaire.

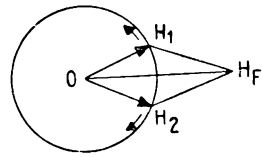


Fig. II-110

La recherche de la résonance $F = \nu = \gamma H/2\pi$ pourra se faire en laissant H constant (à la petite modulation BF près) et balayant par variation de F, ou en laissant F fixe et faisant varier H. Ce dernier procédé est plus commode pour explorer un très large domaine de fréquence.

IV-10. **Temps de relaxation.**

Supprimons brusquement le champ haute fréquence H_F, les moments magnétiques nucléaires continuent bien à tourner avec une fréquence moyenne ν mais leurs rotations individuelles ne se font plus rigoureusement toutes à la fréquence ν. Les moments transversaux ne resteront donc pas longtemps parallèles entre eux et la composante transversale $\sum \overrightarrow{CM}$ du moment magnétique macroscopique va s'annuler assez rapidement parce qu'un désordre s'établit dans l'orientation des noyaux à cause des interactions spin-spin.

Par suite, la tension induite U décroît exponentiellement:

$$U = U_0 \, e^{-t/\tau_2} \cos 2\pi\nu t.$$

τ_2 est appelé *temps de relaxation transversal*. Sa valeur est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-6} seconde pour un cristal.

Une fois H_F supprimé, chaque moment magnétique nucléaire précessionne encore autour de $\vec{H}$ bien qu'il n'y ait plus, comme on vient de le voir, de tension induite à cause des différences d'orientation. Si, de plus, on annule $\vec{H}$, la précession va disparaître mais pas instantanément. Il y a un temps de *relaxation longitudinal* τ_1 qui peut atteindre la seconde,

voire plusieurs jours. Ce temps est déterminé par les échanges d'énergie entre spins des noyaux et par l'agitation thermique des molécules ou des atomes. Dans les solides, on dit que τ_1 dépend de l'interaction spin-réseau.

IV-11. **Résonance nucléaire.**

Cette fréquence ν de précession nucléaire se retrouve dans les transitions de résonance nucléaire.

Le moment cinétique $\vec{I}$ d'un noyau est quantifié:

$$\vec{I} = \vec{i} \cdot \hbar, \tag{9}$$

où le vecteur $\vec{i}$ a une grandeur égale à un nombre entier ou demi-entier. Par exemple:

$$\text{le proton et } {}^{19}\text{F ont } |\vec{i}| = \frac{1}{2},$$

$$ {}^{7}\text{Li}, {}^{23}\text{Na} \quad \text{ont } |\vec{i}| = \frac{3}{2},$$

$$ {}^{6}\text{Li} \qquad \text{a } |\vec{i}| = 1.$$

Si l'on place le noyau de moment cinétique $\vec{I}$ dans un champ magnétique $\vec{H}$, la projection $i\hbar \cos\theta$ de $\vec{I}$ sur $\vec{H}$ est elle-même quantifiée:

$$i\hbar \cos\theta = m\hbar \tag{10}$$

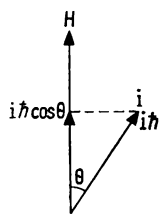


Fig. II-111

Le nombre quantique magnétique m est:

$$\begin{cases} \text{entier si i est entier} \\ \text{demi-entier si i est demi-entier} \end{cases}$$

m peut prendre $2i+1$ valeurs:

$$-i, -i+1, \ldots\ldots, i-1, i$$

écartées les unes des autres d'une unité. $\vec{I}$ ne peut prendre que certaines directions θ définies par:

$$\cos\theta = m/i. \tag{11}$$

Son orientation est donc quantifiée dans l'espace. Dans le champ $\vec{H}$ l'énergie potentielle de $\vec{M}$ est, comme pour un aimant:

$$E = \vec{M} \cdot \vec{H} = M \cdot H \cos\theta = MH \cdot \frac{m}{i}. \tag{12}$$

Or:

$$M = \gamma \vec{I}\,(1), \quad \vec{I} = \vec{i} \cdot \hbar. \tag{9}$$

En remplaçant les vecteurs par leur longueur:

$$M = \gamma\ i\ \hbar, \tag{13}$$

d'où dans (12):

$$E = \gamma\, \hbar\, H \cdot m. \tag{14}$$

Supposons qu'un quantum $h\nu$ de haute fréquence soit absorbé. Il produit alors une variation $\Delta m = 1$ du nombre quantique magnétique m et une variation d'énergie:

$$\Delta E = \gamma\, \hbar\, H \cdot \Delta m = \gamma\, \hbar\, H.$$

L'énergie $h\nu$ du photon haute fréquence absorbé est égale à ΔE:

$$h\,\nu = \Delta E = \gamma\, h\, H/2\pi.$$

D'où la fréquence ν de la transition:

$$\nu = \gamma H/2\pi. \tag{15}$$

Cette équation est identique à (8) qui donne la fréquence ν de précession.

IV-12. **Méthode de Purcell.**

Dans la méthode de Bloch, que nous venons de voir, la précession crée la tension d'induction nucléaire; il y a résonance à la fréquence ν (8).

La méthode de Purcell mesure en haute fréquence la variation de l'impédance d'une bobine provoquée par la variation du moment magnétique macroscopique $\sum \vec{M}$ d'un échantillon qu'elle contient. Cette variation est due aux transitions de m que produit l'énergie HF du pont de mesure. Il y a résonance manifestée par un amortissement maximum de la bobine, à la fréquence ν donnée par (15). L'identité de (15) et (8) montre que les fréquences ν sont les mêmes pour les méthodes de Bloch et de Purcell, donc que leurs résultats pour γ (ou $\vec{M}$) seront identiques.

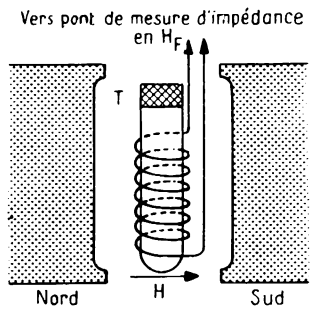


Fig. II-112

Prenons un exemple. Le tube d'expérience T contient de l'eau. Le moment magnétique des noyaux d'oxygène est nul, seuls les protons interviennent.

Le spin i d'un proton étant 1/2, deux orientations seulement sont possibles pour son moment magnétique $\vec{M}$:

$\vec{M}$ est parallèle à H: $m = \frac{1}{2}$ ou antiparallèle: $m = -\frac{1}{2}$.

L'énergie potentielle d'un proton est donc soit MH soit $-MH$. L'écart de ces deux énergies, 2MH, peut être franchi si un photon de haute fréquence apporte une énergie $h\nu$ suffisante pour retourner le moment correspondant à l'énergie la plus faible:

$$h\nu = 2\,MH.$$

On trouve ainsi: $\nu = 5{,}35 \cdot 10^{-3}$ H en kHz par ampère/mètre (ou 4,257 H en kHz par oersted). C'est à la fréquence ν que les pertes dans la bobine sont maxima.

IV-13. Intérêt scientifique de la résonance paramagnétique nucléaire.

1° La mesure simultanée de H et de ν permet en éliminant γ entre (1) et (15) de calculer le moment nucléaire:

$$M = \nu\ i\ h/H. \qquad (16)$$

Comme h est connu et que l'on connaît le spin i sans ambiguïté à partir des spectres optiques, l'équation (16) donne la valeur numérique de M avec une grande précision.

Voici quelques valeurs:

Nuclide:	$^{1}_{0}n$ neutron	$^{1}_{1}H$ proton	$^{2}_{1}H$ deuton	$^{3}_{1}H$ triton	$^{3}_{2}He$	$^{6}_{3}Li$	$^{7}_{3}Li$	$^{40}_{19}K$	$^{207}_{82}Pb$
i spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	4	$\frac{1}{2}$
M magnétons nucléaires	−1,9128	2,7926	0,8573	2,9786	−2,12741	0,8219	3,2558	−1,1375	0,5895

2° L'équation (15) donne le rapport gyromagnétique $\gamma = 2\pi\nu/H$. De γ on tire le facteur de Landé nucléaire g_N défini par

$$g_N = M/i\,\mu_N = \gamma\hbar/\mu_N \quad (\mu_N \text{ étant le magnéton nucléaire}).$$

La connaissance de g_N permet de contrôler les modèles de noyau à couches que l'on est en train de bâtir.

3° Si H n'est pas tout à fait uniforme, ν variera un peu comme il ressort de (15). Sur l'écran de l'oscillographe cathodique, la forme de la courbe représentant la tension induite renseigne sur l'homogénéité de H. Un cas typique est celui de l'alcool éthylique, CH_3-CH_2-OH, qui montre trois maxima de la tension induite. On les explique en remarquant que les trois atomes d'hydrogène de CH_3, les deux de CH_2 et celui de OH n'ont pas les mêmes voisins. Ces voisins donnent un petit champ magnétique intramoléculaire qui se combine au champ extérieur imposé H. Ce champ intramoléculaire, dû au diamagnétisme des électrons de liaison, n'est pas identique pour les atomes d'hydrogène de CH_3, CH_2 ou OH.

Dans d'autres cas, la courbe représentant la tension d'induction nucléaire en fonction de v ou de H n'a pas plusieurs pics mais est seulement élargie par action de ces champs intramoléculaires. On la photographiera sur l'écran de l'oscillographe cathodique et on étudiera sa forme.

Cette forme dépend aussi de la valeur du temps de relaxation résultant τ (tel que $1/\tau = 1/\tau_1 . + 1/\tau_2$ car il faut que $e^{-t/\tau} = e^{-t/\tau_1} e^{-t/\tau_2}$) qui introduit une « largeur de raie » $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right).$$

Pratiquement c'est τ_2, temps de relaxation transversal, qui détermine ce $\Delta\nu$. L'étude de la forme des courbes représentant la tension induite U en fonction de ν à H constant, ou en fonction de H à fréquence excitatrice constante, donne donc des renseignements sur τ. Il existe d'ailleurs des méthodes plus directes pour mesurer τ, on peut par exemple étudier l'amortissement de U lorsque l'on supprime le champ H_F de haute fréquence.

IV-14. Applications de la résonance paramagnétique nucléaire.

IV-14.1. Analyse.

On vend déjà dans le commerce des spectrographes enregistreurs à résonance paramagnétique nucléaire. Ces appareils ont sur les spectromètres de masse l'avantage de ne pas exiger que les substances soient à l'état gazeux.

La fréquence F du champ H_F est constante, on explore les résonances possibles en faisant varier le champ continu H. Il y a résonance lorsque $H = 2\pi F/\gamma$. On enregistre la courbe $U = f(H)$ puisque chaque pic de cette courbe correspond à une résonance caractéristique d'un noyau donné.

L'analyse est facilement quantitative parce que la hauteur d'un pic de résonance est proportionnelle au nombre des noyaux résonnants dans

la bobine S. C'est ainsi que l'on peut doser l'eau lourde dans l'eau ordinaire, protons et deutons résonnant à des champs (ou à des fréquences) différents. On dose également ^{13}C, ^{15}N, ^{17}O. On peut aussi étudier les radicaux libres. L'analyse au moyen de la résonance nucléaire est un procédé sensible, assez précis, non destructeur de l'échantillon et qui s'améliore d'année en année. Les fréquences F utilisées vont de 100 à 10 MHz et les champs H de quelques oersteds à quelques milliers d'oersteds.

La largeur ou la multiplicité des pics de résonance peut servir à des études de structure des molécules organiques ou de liaisons dans les cristaux.

IV-14.2. **Mesure des champs magnétiques.**

Les « raies » de résonance nucléaire ont une largeur de quelques milligauss seulement. On peut employer cette finesse à la mesure précise des champs magnétiques ou à leur stabilisation (§ IV-14.3).

On a réalisé des sondes composées de microbobines contenant un corps hydrogéné dont les protons précessionnent avec $\nu = 5{,}35 \cdot 10^{-2} H$ (en kHz par ampère/m). La mesure de H se ramène ainsi à celle de la fréquence, mesure beaucoup plus facile plus précise et qui peut être transmise à distance.

Ce procédé sert à étudier l'homogénéité du champ dans l'entrefer d'un électroaimant. Il a été appliqué à la prospection minière: l'enregistrement de $\Delta\nu$ donne le ΔH du champ magnétique terrestre, donc indique les filons de minerais de fer.

C'est également de dispositifs utilisant la résonance magnétique des protons qu'ont été munis certains satellites artificiels transmettant à la Terre la valeur de ν donc du champ magnétique au voisinage de la Terre et de la Lune. On est arrivé à déceler des champs de 10^{-6} gauss.

IV-14.3. **Stabilisation d'un champ magnétique.**

Une autre application de la résonance nucléaire est la stabilisation d'un champ magnétique. Voici le principe du procédé:

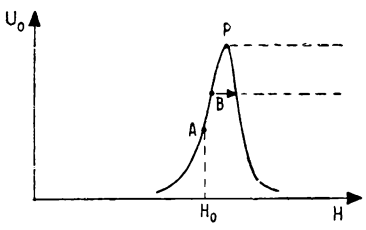


Fig. II-113

Le champ H n'est plus modulé ($H_m = 0$). Le champ haute fréquence H_F a sa fréquence F constante. La tension d'induction nucléaire est de la forme $U = U_0 \cos 2\pi Ft$, son amplitude U_0 varie en fonction de H suivant la courbe de résonance habituelle.

On a réglé la fréquence F du champ haute fréquence H_F de manière à amener le point (H, U_0) en A près du point d'inflexion de la courbe de résonance, puis on a laissé F constant. L'examen de la courbe montre que si H croît, A monte vers le sommet P du pic de résonance nucléaire, U_0 croît. On détecte U_0 cos 2 πFt, ce qui donne U_0 dont les variations sont de la forme:

$$\Delta U_0 = k\,(H - H_0).$$

k est élevé parce que la courbe de résonance est très étroite, sa finesse B/H_P étant de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6}. On amplifie k (H—H_0) et on injecte dans l'électroaimant dont on veut stabiliser le champ H à la valeur H_0 un courant de compensation: $\pm$ Gk (H—H_0) dont on choisit le sens pour ramener H à la valeur H_0 s'il s'en écarte. C'est un servomécanisme: la grandeur imposée est H_0, l'erreur H—H_0.

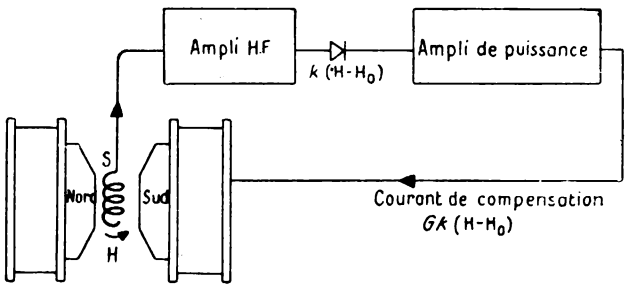


Fig. II-114

IV-14.4. **Polarisation nucléaire.**

On peut aligner directement les spins des noyaux (voir p. 245) en faisant agir sur leur moment un champ magnétique. Ceci a été réalisé à 10^{-4} °K sur des noyaux radioactifs de ^{60}Co avec des champs de 10^6 gauss et on a étudié la répartition angulaire des photons γ émis.

Il est possible en opérant indirectement d'employer des champs beaucoup plus faibles. On place une substance paramagnétique dans un champ magnétique HF dont la fréquence est celle de la résonance de leur moment magnétique électronique. Or il y a couplage entre ce moment et le moment magnétique nucléaire: c'est l'effet Overhauser. Par suite le moment électronique oriente à cause de ce couplage le moment nucléaire: il y a *polarisation dynamique* des noyaux.

Cette polarisation dynamique a été utilisée pour réaliser un magnétomètre à champ terrestre (1) (2). Dans une solution aqueuse d'un

(1) J. FREYCENON et I. SOLOMON, *Onde Electrique*, XL, 1960 p. 592.
(2) J. FREYCENON, *Onde Electrique*, XL, 1960, p. 596.

radical paramagnétique libre, le nitrodisulfonate de potassium $NO(SO_3)_2K_2$ l'orientation du moment électronique du radical oriente par couplage le moment des protons de l'eau.

IV-15. Notion de quadrupôle électrique.

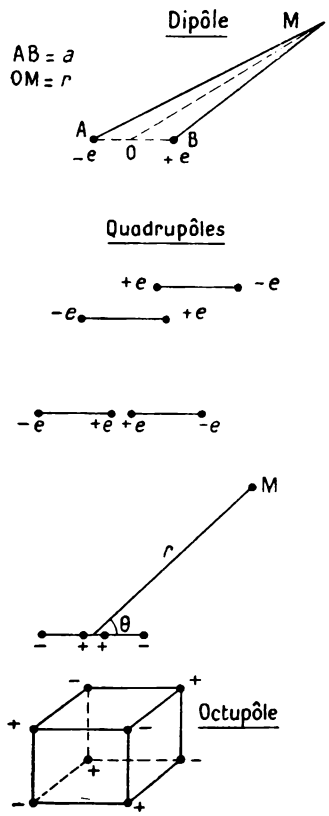


Fig. II-115

En un point M deux charges $+e$ et $-e$ donnent un potentiel V tel que

$$4\pi\varepsilon_0 V = e\left(\frac{1}{MB} - \frac{1}{MA}\right) \# ea\frac{\cos\theta}{r^2}.$$

On appelle moment électrique du dipôle constitué par les deux charges $+e$ et $-e$ la quantité ea. Ce moment dipolaire a la dimension d'une charge électrique multipliée par une longueur.

D'une manière analogue, on appelle quadrupôle l'ensemble, linéaire ou non, de deux dipôles identiques antiparallèles.

Le calcul du potentiel résultant est particulièrement simple dans le cas du quadrupôle linéaire.

On trouve:

$$4\pi\varepsilon_0 V \# ea^2\frac{1-3\cos^2\theta}{r^3}.$$

L'expression ea^2 est appelée moment électrique du quadrupôle, ou moment quadrupolaire. Ce moment a la dimension d'une charge électrique e multipliée par une surface Q. Le groupement de deux quadrupôles serait un octupôle.

IV-16. Moment quadrupolaire nucléaire.

La théorie et l'expérience sont d'accord pour n'attribuer aux noyaux que des moments électriques de quadrupôle à l'exclusion de moments dipolaires. Un moment électrique quadrupolaire apparaît lorsque la répartition des protons dans le noyau n'a pas la symétrie sphérique.

Il n'est pas nécessaire de faire intervenir deux dipôles pour faire apparaître un moment de quadrupôle. Dans le cas le plus simple, celui d'une

seule charge il apparaît déjà un terme quadrupolaire dans l'expression du potentiel si cette charge n'est pas au centre des coordonnées.

Plaçons une charge e au point P (x, y, z). Le potentiel V au point M $(0, 0, d)$ est tel que:

$$4\pi\varepsilon_0 V = \frac{e}{\mathrm{PM}} = \frac{e}{(r^2 - 2rd\cos\theta + d^2)^{1/2}}$$

En développant en série par rapport à $1/d$, nous obtenons:

$$4\pi\varepsilon_0 V = \frac{e}{d} + \frac{er\cos\theta}{d^2} + \frac{er^2}{d^3}\,\frac{3\cos^2\theta - 1}{2} + \ldots;$$

on voit apparaître, entre autres termes, un moment quadrupolaire $eQ = er^2$.

Dans les calculs concernant le moment quadrupolaire d'un noyau, l'origine O des coordonnées sera prise au centre du noyau.

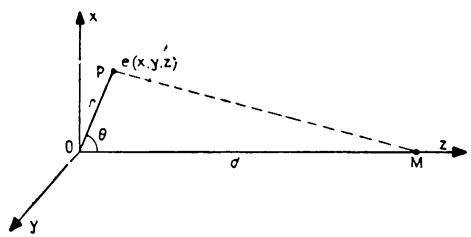


Fig. II-116

On peut dire qu'un proton placé d'une manière asymétrique produit le même champ qu'un proton placé en O, auquel on ajouterait un dipôle er, un quadrupôle er^2, etc., placés en O.

Si les couches électroniques qui entourent un noyau n'ont pas la symétrie sphérique, elles le soumettent à un champ électrique résultant $\vec{E}$ non nul. Or en un point de potentiel V une charge e possède une énergie potentielle eV, un dipôle ea a une énergie potentielle $-\vec{ea}.\vec{E} = \vec{ea}.\vec{\mathrm{grad}}\,V$, un quadrupôle ea^2 a une énergie potentielle produit de ea^2 par une fonction linéaire des dérivées secondes $\dfrac{\partial^2 V}{\partial x^2}, \dfrac{\partial^2 V}{\partial x\,\partial y}, \ldots$

Chez un noyau le terme eV ne dépend pas de son orientation, le terme dipolaire est nul, seul reste intéressant le terme énergétique proportionnel au moment quadrupolaire et à l'inhomogénéité du champ électrique dû aux électrons extérieurs. Ce terme est responsable de certaines propriétés de la structure hyperfine des spectres optiques, ce sont des mesures très précises de fréquences optiques qui donnèrent les premières valeurs de moments quadrupolaires.

On donne généralement, non le moment quadrupolaire eQ lui-même, mais son quotient Q par la charge e du proton. Q a la dimension d'une surface. Attribuons au noyau une charge électrique uniformément répartie dans tout son volume; représentons-le par un ellipsoïde de révolution d'axes a, a, b et posons:

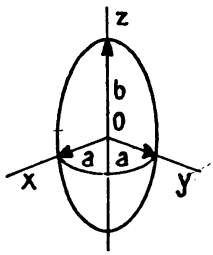


Fig. II-117

$$R = \frac{a+b}{2}, \quad \eta = \frac{b-a}{R}.$$

L'expression de Q est alors:

$$Q = \frac{4}{5}\eta ZR^2$$

pour un noyau contenant Z protons.

Le nombre η qui caractérise l'écart à la sphéricité est toujours faible, il est positif pour un ellipsoïde allongé, négatif pour un ellipsoïde aplati.

Noyau:	${}^{1}_{0}n$	${}^{1}_{1}H$	${}^{2}_{1}H$	${}^{10}_{5}B$	${}^{33}_{17}S$	${}^{63}_{29}Cu$	${}^{201}_{80}Hg$
nombre de protons	0	1	1	5	16	29	80
nombre de neutrons	1	0	1	5	17	34	121
$10^{30} \cdot Q\ (m^2)$	0	0	0,273	6	−8	−13	50
η	0	0	0,095	0,14	−0,027	−0,016	−0,01

IV-17. **Résonance quadrupolaire électrique.**

Déduire la valeur du moment électrique quadrupolaire nucléaire Q de la structure hyperfine des spectres optiques d'émission est difficile et peu précis. Les valeurs actuelles de Q ont été obtenues par le phénomène de résonance quadrupolaire.

On peut donner une idée simplifiée de ce phénomène de la manière suivante. Le noyau est soumis au champ électrique E créé par les électrons des couches K, L... (et par ceux des noyaux voisins s'il s'agit d'une molécule). Si $\vec{E}$ n'est pas nul $\left(\frac{\partial V}{\partial z} \neq 0\right)$ et n'est pas uniforme $\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \neq 0\right)$, le

moment quadrupolaire eQ possède une énergie qui classiquement serait $\frac{eQ}{4} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$, Oz étant la direction du moment cinétique du noyau. En réalité, d'après la théorie quantique cette énergie, due au « couplage » de eQ et $\partial^2 V/\partial z^2$, a une expression plus compliquée E_m, contenant les nombres quantiques nucléaires I et m ($m = -I, -I+1 \ldots +I$):

$$E_m = \frac{eQ}{4} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \frac{3m^2 - I(I+1)}{I(2I-1)}.$$

Appliquons un champ magnétique alternatif extérieur de fréquence F. Ce champ va exciter des transitions du niveau d'énergie E_m au niveau E_m+1 s'il y a résonance, c'est-à-dire si $F = \nu$ tel que:

$$h\nu = E_{m+1} - E_m.$$

La mesure de la fréquence ν de *résonance quadrupolaire électrique* se fait donc en repérant la fréquence d'un champ *magnétique* alternatif qui provoque une absorption d'énergie dans la matière. Une bobine renferme l'échantillon étudié, on fait varier la fréquence F du courant haute fréquence traversant la bobine jusqu'à ce que les pertes dans la bobine passent par un maximum aigu. Il y a alors résonance quadrupolaire (1).

Les fréquences ν de résonance quadrupolaire sont de l'ordre d'une centaine de mégahertz (longueurs d'ondes de 1 à 15 mètres), donc d'une production aisée. Les appareils employés sont assez simples et dérivent de l'ancienne détectrice à réaction. La fréquence chercheuse varie lentement au moyen d'une capacité que l'on change mécaniquement.

Les applications de la résonance quadrupolaire sont les suivantes:

1° Renseignements sur les noyaux par mesure de Q. Cette mesure nécessite la connaissance de $\partial^2 V/\partial z^2$ qui n'est malheureusement donné que par le calcul. Toutefois les rapports des moments quadrupolaires d'isotopes d'un même élément, ne dépendent plus de $\partial^2 V/\partial z^2$ et sont connus avec une grande précision. Plus $|Q|$ est élevé, plus l'écart de répartition des protons avec une symétrie sphérique est élevé.

2° Dans les cristaux la résonance quadrupolaire est observable et renseigne sur les liaisons. La résonance quadrupolaire ne peut par contre être observée à l'état gazeux ou à l'état liquide. En effet dans ces cas, le champ $\vec{E}$ auquel les électrons extérieurs soumettent le noyau change

(1) Il ne faut pas confondre ce dispositif avec celui de Purcell pour l'étude de la résonance magnétique. La résonance magnétique est due à la précession des spins dans un champ magnétique constant imposé, la résonance quadrupolaire électrique est due à une transition provoquée par le champ magnétique H_F en l'absence de champ magnétique constant.

constamment de direction sous l'action des chocs, et la moyenne dans le temps de $\partial^2 V/\partial z^2$ est nulle.

3° Dans les composés, la résonance quadrupolaire donne des renseignements sur la fonction d'onde des électrons de liaison au voisinage du noyau, elle renseigne donc sur les valences.

La fréquence de résonance quadrupolaire varie notablement avec la température. $\frac{d\nu}{\nu dT}$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$, donc plus élevé que pour la variation de fréquence d'un quartz piézoélectrique. Ceci empêche d'utiliser une fréquence de résonance quadrupolaire comme fréquence étalon.

IV-18. Effets des moments nucléaires sur les spectres optiques des atomes ou des molécules.

IV-18.1. Effet du moment magnétique.

Le moment magnétique nucléaire M se couple au moment magnétique atomique, spécialement au moment des électrons s. Il en résulte que l'état énergétique d'un tel électron qui était simple devient un multiplet. Cette décomposition des niveaux énergétiques des électrons se manifeste dans le spectre d'émission en ce qu'une raie n'est pas simple mais multiple. Les composantes sont très rapprochées: il y a *structure hyperfine* de la raie, structure que l'on peut mettre en évidence avec les anneaux de l'interféromètre à lames semi-argentées de Pérot et Fabry. L'écart de fréquence entre ces composantes dépend du moment magnétique nucléaire.

Un cas simple et important est celui de l'atome d'hydrogène. Dans son état fondamental, son électron est sur la couche K ($n = 1$, $l = 0$). Cet état peut exister sous forme de deux états hyperfins distincts:

—l'état $F_1 = i + \frac{1}{2}$ où le spin $\left(\frac{1}{2}\right)$ de l'électron est parallèle à celui i du noyau,

— l'état $F_2 = i - \frac{1}{2}$ où ces deux spins sont antiparallèles.

Le passage de l'état F_1 à l'état F_2, d'énergie moindre, se fait avec émission d'énergie de fréquence ν:

$$\Delta E_{F1\,F2} = h\nu.$$

La valeur calculée est de 1420,405 MHz, elle correspond à une longueur d'ondes $\lambda = c/\nu = 21{,}1$ cm.

Cette raie de l'hydrogène est très fine parce que la durée de vie de l'état F_1 est très longue (11 millions d'années), sa fréquence varie peu avec les

champs perturbateurs extérieurs s'ils sont faibles, aussi prévoit-on qu'une «horloge à hydrogène atomique» pourrait donner le temps à 10^{-15} près soit à 1 seconde près en trente millions d'années.

Signalons que la raie $\lambda = 21{,}1$ cm de l'hydrogène permet aux radio-astronomes l'exploration de la galaxie.

IV-18.2. **Effet du moment cinétique.**

Le *nombre* des composantes dépend du moment cinétique nucléaire $\vec{I}$ et du moment cinétique électronique $\vec{J}$: ce nombre est $2I+1$ si $I \leqslant J$ et $2J+1$ si $I > J$ (I et J mesurés en prenant $\hbar$ comme unité). Lorsque I et J sont connus, la mesure des écarts de fréquence des composantes hyperfines donne le moment magnétique nucléaire M.

Le moment cinétique $\vec{I} = I\hbar$ est déterminé assez facilement dans le cas des molécules diatomiques formées de deux atomes identiques. En effet le spectre de rotation de ces molécules comprend des raies alternativement faibles et fortes, dont le rapport des intensités est $I/(I+1)$.

IV-18.3. **Effet du moment quadrupolaire.**

Le moment quadrupolaire électrique Q se manifeste dans les spectres optiques en modifiant les écarts entre les composantes de la structure hyperfine due à $\vec{M}$. Il donne d'autre part une structure hyperfine aux spectres de rotation moléculaires.

CHAPITRE V

MODÈLES DE NOYAU

V-1. Les deux points de vue.

Deux modèles du noyau ont été surtout envisagés jusqu'ici: le modèle de la goutte dû à Bohr et le modèle à couches de nucléons analogues aux couches électroniques de l'atome.

Ces deux modèles partent de points de vue opposés. Dans le modèle de la goutte on suppose que les interactions des nucléons sont *très fortes*, comparables à celles des molécules dans une goutte liquide.

Dans le modèle à couches, on considère les *nucléons* comme *indépendants* les uns des autres, donc *leurs interactions comme très faibles.*

V-2. Modèle à couches.

On admit que la mécanique quantique s'appliquait au noyau lorsque Rosenblum montra, par déviation dans un champ magnétique, que les rayons α issus des éléments radioactifs avaient des énergies bien déterminées E_1, E_2 ... E_n et que l'on remarqua que les fréquences ν des rayons γ émis dans ces désintégrations obéissaient à:

$$h\nu = E_i - E_j.$$

Le thorium C ($^{212}_{83}Bi$) se désintègre en émettant une particule α et produisant le thorium C'':

$$\begin{cases} {}^{212}_{83}Bi \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{208}_{81}Tl \\ \text{nom traditionnel: ThC} \rightarrow \text{particule } \alpha + \text{ ThC''} \end{cases}$$

On observe cinq valeurs de l'énergie de ces particules α, la valeur maxima, 6,199 MeV, correspond à la production d'un noyau de ThC'' non excité. Les quatre autres énergies 6,159, 5,871, 5,727 et 5,707 correspondent à la production de noyaux de ThC'' dans quatre états excités différents. Le passage d'un état excité à l'état non excité ou à un état moins excité, se fait avec émission d'un photon γ dont on peut mesurer la fréquence ν.

On a mesuré cinq fréquences ν qui sont bien d'accord avec celles calculées à partir de:

6,159-5,707; 6,159-5,727; 6,159-5,871; 6,159-5,727; 6,199-5,871.

Des exemples nombreux de relations linéaires entre énergies cinétiques des rayons α et entre les fréquences de rayons γ ont conduit à attribuer à chaque nucléon 4 nombres quantiques n, l, m_l et m_s, comme nous l'avons déjà indiqué (§ IV-5).

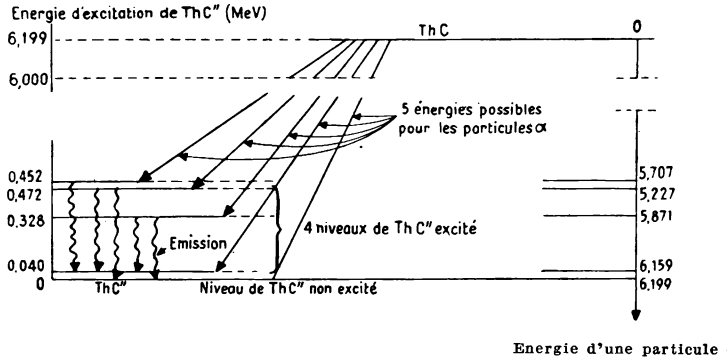


Fig. II-118. — Energie de désintégration de ThC''.

Il est plus difficile de faire une théorie pour le noyau que pour l'atome de Bohr et cette théorie sera plus compliquée. En effet, aucun point ne joue dans le noyau vis-à-vis des nucléons le rôle central privilégié que joue le noyau vis-à-vis des électrons dans l'atome. On supposera seulement l'existence d'un puits de potentiel cylindrique de rayon $R = R_0 A^{1/3}$ dans lequel sont enfermés les nucléons (fig. II-119).

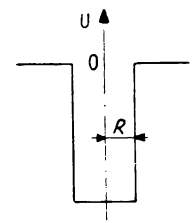


Fig. II-119

Leur libre parcours doit être plusieurs fois supérieur au diamètre du puits pour que les interactions restent faibles. Ceci paraissait a priori difficile à concilier avec les expériences sur la diffusion des particules ou des protons par les noyaux et sur les réactions nucléaires. Weisskopf a proposé de lever la difficulté en admettant que les interactions dans le noyau restent sans effet visible parce que tous les états quantiques où un choc entre deux nucléons dans le noyau pourrait porter l'un d'eux sont déjà occupés par d'autres nucléons. Comme le principe de Pauli interdit de mettre deux nucléons dans le même état quantique, un «choc» intranucléaire reste sans effet.

Un nucléon a son état quantique défini par quatre nombres que l'on peut choisir de plusieurs manières. Ce sont par exemple n, l, m_l, m_s. Maintenant on tend à prendre, à la place de n, le nombre quantique radial $\nu = n - 1$, et à la place de m_l le nombre quantique de moment cinétique $j = l \pm s$

qui représente la quantification du moment cinétique total du nucléon (somme vectorielle de son spin et de son moment cinétique orbital).

A partir des 4 nombres quantiques des nucléons et en faisant intervenir un fort couplage entre le moment orbital et le spin des nucléons, on a établi un modèle de noyau à l'aide du puits rectangulaire de potentiel.

Dans un atome, selon le principe d'exclusion de Pauli un état quantique défini par n, l, m peut être occupé par deux électrons de spins opposés $\left(s = \frac{1}{2} \text{ et } s = -\frac{1}{2}\right)$. (Première partie, § V-18). Un état quantique nucléaire peut être, lui, occupé par quatre nucléons: deux neutrons $\left(\text{de spin } \frac{1}{2} \text{ et} - \frac{1}{2}\right)$ et deux protons $\left(\text{de spin } \frac{1}{2} \text{ et} - \frac{1}{2}\right)$.

Nous rappelons que le nombre de protons est Z, celui de neutrons $N = A - Z$, le nombre des nucléons $A = Z + N$.

Lorsque le nombre Z de protons ou N de neutrons atteint l'un des «*nombres magiques*» 2, 8, 20, 50, 82, 126, le noyau est très stable. Quand Z et N atteignent à la fois l'une de ces valeurs une couche de nucléons est devenue complète.

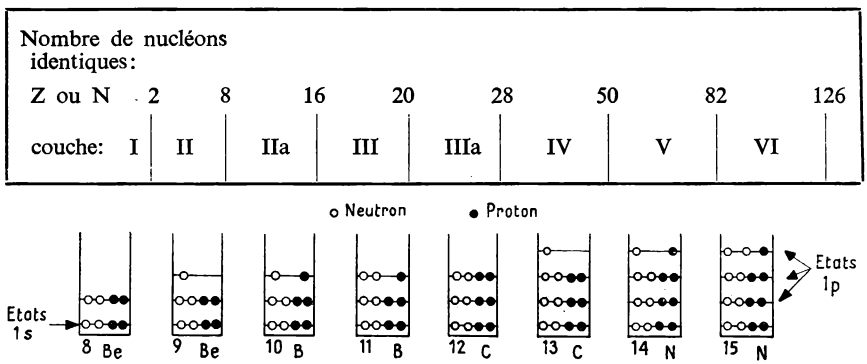


Fig. II-120

V-3. **Succès du modèle à couches.**

Le modèle à couches rend bien compte des faits expérimentaux suivants:

1° Le moment cinétique $\vec{I}$ des noyaux au niveau fondamental a comme valeur:

$I = 0$ si Z et N sont pairs,

$I = 1, 2, 3 \ldots$ si Z et N sont impairs,

$I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \ldots$ si $A = Z + N$ est impair.

Les noyaux: $Z = p, \quad N = q$

et: $Z = q, \quad N = p,$

dits *noyaux miroirs* ont même moment cinétique.

2° I comme le moment magnétique nucléaire $\vec{M}$ est nul si les nombres A des nucléons sont pairs. Si A est impair, ou bien le nombre de neutrons est impair et alors $\vec{M}$ est petit et paraît indépendant de $\vec{I}$, ou bien le nombre de protons est impair et alors $\vec{M}$ croît avec $\vec{I}$.

3° Le moment électrique quadrupolaire Q est nul quand A est pair. Si A est impair, Q varie périodiquement quand Z croît et $|Q|$ est minimum quand Z ou N est nombre magique.

4° Le nombre d'isotopes et d'isotones stables est élevé quand Z ou N est égal à un nombre magique. C'est donc pour ces nombres que l'écart à la symétrie sphérique, écart mesuré pour les protons par $|Q|$ reste le plus faible, ce qui est d'accord avec la grande stabilité observée. L'isotope du plomb $Z = 82$, $N = 126$ est doublement magique, sa stabilité est prouvée par son abondance. On a remarqué que la section efficace aux neutrons est très faible quand N est magique.

5° L'énergie de liaison nucléaire varie brusquement quand N ou Z atteignent les valeurs particulières des nombres magiques.

6° Ce modèle reste satisfaisant pour les niveaux nucléaires excités tant qu'ils ne sont pas situés trop au-dessus du niveau fondamental.

V-4. **Niveaux nucléaires excités, niveaux liés et virtuels.**

L'expérience montre que l'écart entre le niveau fondamental et le premier niveau excité d'un noyau est élevé, de l'ordre de quelques 10^5 eV. Quand l'énergie d'excitation qu'a reçue le noyau augmente, l'écart entre deux niveaux excités successifs diminue et n'est déjà plus que de 10 à 100 eV pour une énergie d'excitation de 6 MeV. Au-delà de 6 MeV, le modèle nucléaire à couches, où l'on suppose les nucléons indépendants, n'est plus satisfaisant.

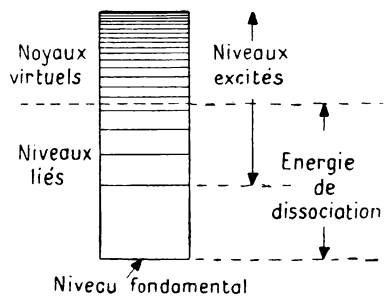


Fig. II-121

On distingue deux sortes de niveaux: les niveaux liés et les niveaux virtuels. Les niveaux liés ont une énergie insuffisante pour que le noyau excité puisse se dissocier par émission de particules (neutron, proton

ou α...). Les niveaux virtuels, par contre, ont une énergie suffisante pour que le noyau, après une certaine durée de vie qui peut être fort brève, puisse se dissocier.

On connait plus de 400 niveaux excités pour 45 noyaux légers de A inférieur à 23.

V-5. Désexcitation des niveaux excités. Conversion interne.

Que deviennent les noyaux excités?

S'ils sont sur un niveau lié, ce niveau peut se désexciter de deux manières:

1° par émission d'un photon γ,

2° par conversion interne.

On appelle *conversion interne* la conversion d'une partie ou de la totalité de l'énergie d'excitation du noyau en énergie cinétique d'un électron. Cette conversion a lieu lorsque l'orbite d'un électron, généralement un électron K, parfois un électron L, pénètre dans le noyau. Cet électron prend alors une énergie cinétique suffisante pour quitter l'atome. Un réarrangement des couches électroniques a lieu pour combler la lacune de la couche K (ou L), il produit une émission de rayons X.

V-6. Dissociation du noyau.

Un niveau virtuel peut, comme un niveau lié, se désexciter par émission γ et par conversion interne, mais il peut, en outre, se désexciter par dissociation du noyau. Cette dissociation avec éjection de particule et formation d'un nouveau noyau a souvent lieu de plusieurs manières, ceci d'autant plus que l'énergie d'excitation est plus élevée. Par exemple ${}^{14}_{7}N$ excité peut donner:

$${}^{14}_{7}N \longrightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{13}_{7}N \quad \text{par émission d'un neutron,}$$

$${}^{14}_{7}N \longrightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{13}_{6}C \quad \text{par émission d'un proton,}$$

$${}^{14}_{7}N \longrightarrow {}^{2}_{1}H + {}^{12}_{6}C \quad \text{par émission d'un deuton,}$$

$${}^{14}_{7}N \longrightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{10}_{5}B \quad \text{par émission d'une particule } \alpha.$$

Il peut y avoir plusieurs transitions successives avec chaque fois diminution de l'énergie du niveau nucléaire.

Un noyau ne peut subsister sur un niveau virtuel que pendant un certain temps τ, appelé durée de vie du niveau. Ce temps est petit, inférieur à 10^{-10} seconde. Un niveau virtuel peut se désexciter avec fuite d'un nucléon. Cette faible permanence du niveau l'élargit (1) et il ne correspond plus

(1) Le principe d'indétermination indique que la largeur Γ du niveau est inversement proportionnelle à τ: $\Gamma\tau = \hbar$ ou Γ (électron-volt) $= 6{,}6 \cdot 10^{-16}/\tau$ (seconde).

à une énergie unique. Le niveau a une largeur qui peut être élevée, par exemple $^{14}_{7}N$ excité a une largeur de 20 keV à 200 keV pour les niveaux virtuels de 11 à 13 MeV et un τ de 10^{-20} s.

Nous avons vu que l'écart des niveaux diminue quand leur énergie E croît. D'autre part les niveaux augmentent alors de largeur. Il en résulte qu'on n'a plus de niveaux bien définis et bien séparés. On applique alors les méthodes de la mécanique statistique, comme en thermodynamique. La sortie d'un neutron d'un noyau excité est comparable à l'évaporation d'une molécule d'une goutte de liquide. On peut ainsi calculer la répartition énergétique des neutrons sortant d'un noyau très excité.

Le nombre dn de neutrons sortant avec une énergie cinétique comprise entre E_n et E_n+dE_n est de la forme:

$$dn \approx E_n e^{-E_n/T} dE_n,$$

T désignant la température du noyau résiduel (après le départ du neutron) évaluée en électrons-volts.

Le pourcentage de neutrons « évaporés » entre deux énergies E_n et E_n+dE_n (dE_n constant) varie comme sur la figure.

Le pourcentage de protons « évaporés » d'un noyau excité est représenté par une courbe plus aplatie et décalée vers les hautes énergies à cause de la barrière de potentiel de Coulomb qui élimine des protons de faible énergie.

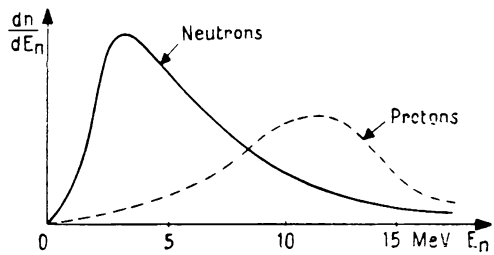


Fig. II-122

Les températures T des noyaux résiduels sont calculables à partir de ces courbes de répartition. Elles sont très élevées, de l'ordre de 1 MeV, ce qui donne par la relation $eV = kT$ des valeurs supérieures à 10^9 degrés.

V-7. Modèle de la goutte.

Ce modèle, dû à Bohr, suppose très fortes les interactions entre nucléons et considère le noyau comme une goutte fluide. Il rend compte de propriétés nucléaires dont les plus importantes sont les suivantes:

1° Densité nucléaire constante ($R = R_0 A^{1/3}$).

2° Variation de l'excès N−Z des neutrons avec le nombre de masse:

$$N - Z = 0{,}006\ A^{5/3}.$$

3° Très faible variation de l'énergie de liaison par nucléon au-dessus de $Z = 30$.

4° Fission des éléments lourds par les neutrons thermiques.

Nous verrons p. 333 à 336, qu'une formule semi-empirique, obtenue par Weizsäcker à partir de ce modèle, représente très bien la masse des noyaux stables depuis l'hydrogène jusqu'à l'uranium. Nous allons montrer maintenant ce que ce modèle permet également de prévoir pour la fission spontanée des éléments.

V-8. **Prévisions concernant la fission spontanée.**

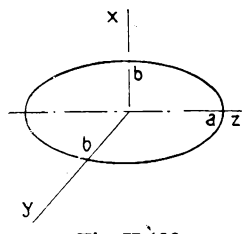


Fig. II-123

On attribue à la goutte une énergie capillaire proportionnelle à sa surface. Celle-ci dépend de la forme du noyau. Supposons que celui-ci, d'abord sphérique, soit déformé par une perturbation. Représentons-le alors par un ellipsoïde de révolution allongé autour de Oz et d'axes b, b, a. L'énergie capillaire W_c du noyau est proportionnelle à sa surface:

$$W_{\text{ellipsoïde}} / W_{\text{sphère}} = \text{Surface ellipsoïde/Surface sphère.}$$

Par analogie avec une goutte de liquide incompressible, on admet la conservation du volume:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi ab^2.$$

Si nous posons $a = R(1+\varepsilon)$ nous aurons:

$$b = R/\sqrt{1+\varepsilon}$$

Le rapport de la surface de l'ellipsoïde à celle de la sphère de même volume est:

$$4\pi R^2\left(1+\frac{2\varepsilon^2}{5}+....\right) / 4\pi R^2 \# 1+\frac{2\varepsilon^2}{5}.$$

Nous verrons p. 335, 336 que la formule de Weizsäcker représente bien l'expérience en prenant comme énergie capillaire d'un noyau sphérique:

$$W_{\text{sphère}} = 0{,}014\ A^{2/3}, \quad \text{en unités de masse atomique.}$$

L'énergie capillaire d'un noyau en forme d'ellipsoïde allongé est donc:

$$W_c = 0{,}014\ A^{2/3}\left[1+\frac{2\varepsilon^2}{5}+....\right]$$

En supposant les charges uniformément réparties dans son intérieur,

un noyau sphérique possède en sus de cette énergie capillaire une énergie électrostatique:

$$W_e = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{R \cdot 4\pi\varepsilon_0} = 0{,}000627\ Z^2/A^{1/3}\ \text{u.m.a.}$$

(en remplaçant R par $R_0 A^{1/3} = 1{,}4 \cdot 10^{-15}\ A^{1/3}$ mètre, comparer p. 297).

Si le noyau devient un ellipsoïde allongé, l'énergie électrostatique diminue et devient:

$$W_e = 0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{5} + \ldots\right).$$

Quelle condition doit être remplie pour que le noyau soit stable?

Il doit revenir à sa forme initiale, supposée sphérique, si une perturbation l'a déformé en le rendant ellipsoïdal. Il sera donc stable si son énergie potentielle est plus faible sous forme sphérique que sous forme déformée en ellipsoïde, c'est-à-dire si:

$$0{,}014\ A^{2/3} + 0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}} < 0{,}014\ A^{2/3}\left[1 + \frac{2\varepsilon^2}{5}\ldots\right] + \\ + 0{,}000627\frac{Z^2}{A^{1/3}}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{5}\right)$$

ou si:

$$\frac{\varepsilon^2}{5}\left[2 \cdot 0{,}014\ A^{2/3} - 0{,}000627\ Z^2/A^{1/3}\right] > 0, \text{ soit } Z^2/A < 45.$$

Le modèle de la goutte prévoit donc que tous les éléments tels que $Z^2/A \geqslant 45$ doivent subir la fission spontanée.

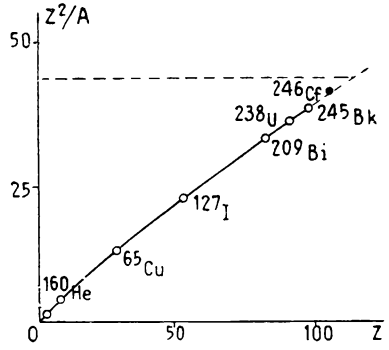


Fig. II-124

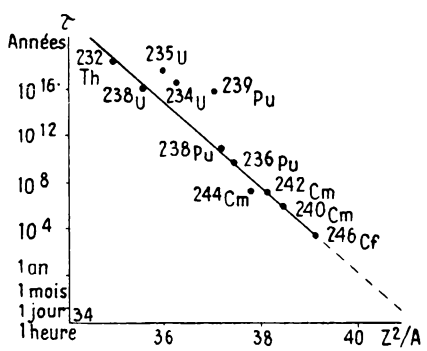


Fig. II-125

L'uranium $^{235}_{92}U$ a $Z^2/A = 36$, le mendélévium $^{256}_{101}Mv$ a $Z^2/A = 40$; on peut, en extrapolant la courbe $(Z,Z^2/A)$ dire que $Z^2/A = 44$ correspond à l'élément n° 110 qui aurait $A = 274$ nucléons.

Au-delà il n'y aurait selon le modèle de la goutte aucun noyau stable possible.

La réalité est plus nuancée. Les noyaux de Z^2/A inférieurs à 44 peuvent présenter une fission spontanée mais celle-ci ne se produit que de plus en plus rarement quand Z^2/A diminue. C'est ce que traduit la courbe donnant la période τ de la désintégration par fission. Log τ est fonction linéaire de Z^2/A. La durée de vie des noyaux augmente extrêmement vite quand Z diminue. Pour fixer les idées, la Terre existe depuis environ $4{,}6 \cdot 10^9$ années.

Les derniers éléments découverts sont le nobélium (mars 1957) : $Z = 102$, $A = 253$, $Z^2/A = 41$, $\tau \# 12$ minutes, et le lawrentium (février 1961) : $Z = 103$, $A = 257$, $Z^2/A = 41{,}3$, $\tau \# 80$s; les points correspondants sont nettement en dessous de la droite.

CHAPITRE VI

LES ÉNERGIES EN JEU DANS LE NOYAU

VI-1. La « packing-fraction ».

Lorsqu'Aston mesura avec précision au spectrographe de masse les masses atomiques des divers isotopes, il jugea commode, pour présenter ses résultats, d'introduire la « packing-fraction »:

$$f = \frac{m_A - A}{A},$$

où m_A est la masse atomique mesurée en unités de masse atomique (définies par $^{16}O = 16{,}0000$) et A est le nombre de masse.

Par *exemple*: pour l'hydrogène, $\begin{cases} A = 1 \\ m_A = 1{,}008144 \\ f = 0{,}008144 \end{cases}$

pour le carbone, $\begin{cases} A = 12 \\ m_A = 12{,}00383 \\ f = 0{,}00032 \end{cases}$

pour l'oxygène, $\begin{cases} m_A = A = 16, \text{ par définition, donc:} \\ f = 0{,}000000 \end{cases}$

La courbe de variation de f en fonction de A montre que f, d'abord positif, s'annule pour l'oxygène (par définition), devient négatif puis s'annule à nouveau vers l'erbium (A = 166) et redevient positif chez les éléments lourds.

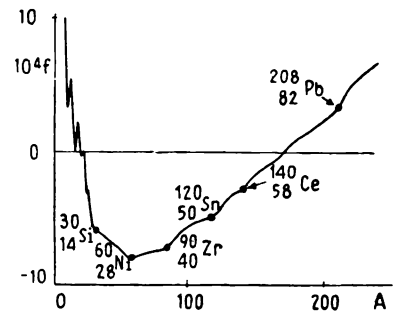


Fig. II-126

VI-2. **Le défaut de masse.**

Nous avons vu, page 156, que le noyau d'un atome dont le nombre de masse (1) est A contient A nucléons qui sont Z protons et A—Z neutrons.

Rechercher l'écart Δm de la somme des masses des Z protons et des A—Z neutrons avec la masse du noyau qu'ils continuent est plus naturel que de former la « packing fraction ».

Dans la comparaison de la somme des masses de ses A nucléons à la masse du noyau de l'élément ${}^{A}_{Z}X$ on peut substituer aux Z protons Z atomes d'hydrogène ${}^{1}_{1}H$ (Z protons+Z électrons) et au noyau de l'atome ${}^{A}_{Z}X$ cet atome complet, c'est-à-dire muni de son noyau et des Z électrons de son cortège.

Cette substitution a l'avantage suivant: les masses atomiques m_A et $m_H = 1{,}008144$ sont directement connues avec une très grande précision par le spectrographe de masse, tandis que la masse du noyau de X et m_p du proton devraient être obtenues en soustrayant des précédentes Z fois ou 1 fois la masse de l'électron.

La masse m_n du neutron (${}^{1}_{0}n$) en unités de masse atomique est 1,008984. Nous allons comparer $Zm_H+(A-Z)m_n$ et m_A, c'est-à-dire former la différence:

$$\Delta m = Z\,(1{,}008144)+(A-Z)\,1{,}008984-m_A.$$

On constate que Δm est positif pour tous les éléments et croît avec Z. La masse d'un noyau est *donc toujours inférieure* à celle des A nucléons qu'il contient. La différence:

Δm = masse des A nucléons (Z protons et A — Z neutrons) — masse du noyau

est appelée défaut de masse.

Dans la formation du noyau à partir de ses nucléons, la masse Δm qui a disparu a donné au noyau une énergie de liaison $W = c^2\Delta m$. Il faudrait fournir cette énergie W pour diviser en A nucléons le noyau de masse A.

VI-3. **Correspondance entre diverses unités.**

Nous avons vu précédemment que l'électron-volt désigne une énergie:

$$eV = 1{,}6\cdot 10^{-19} \text{ coulomb} \times 1 \text{ volt} = 1{,}6\cdot 10^{-19} \text{ joule}.$$

1 MeV vaut donc $1{,}6\cdot 10^{-13}$ joule.

(1) A étant défini comme le nombre entier le plus voisin de la masse atomique exacte m_A mesurée en unités de masse atomique.

L'unité de masse atomique est 1/16 de la masse d'un atome d'oxygène $^{16}_{8}O$. Un tel atome a une masse de $16\,g/6{,}02\cdot10^{23} = (16/6{,}02\cdot10^{26})$ kg. L'unité de masse atomique vaut donc:

$$\frac{1}{16}\cdot\frac{16}{6{,}02}\cdot10^{-26} = 1{,}66\cdot10^{-27}\ \text{kg}.$$

La relation d'Einstein:

$$W = m\,c^2$$

donne l'équivalent énergétique de la masse:

$$1\ \text{kg correspond à}\ 1\cdot c^2 = 8{,}99\cdot10^{16}\ \text{joules}$$

A partir des relations énoncées ci-dessus nous obtenons le tableau de transformation suivant, *à lire horizontalement*:

	Unité de masse atomique	MeV	Kilogramme	Joule
Unité de masse atomique	1	931	$1{,}66\cdot10^{-27}$	$1{,}49\cdot10^{-10}$
MeV	$1{,}07\cdot10^{-3}$	1	$1{,}78\cdot10^{-30}$	$1{,}6\cdot10^{-13}$
Kilogramme	$6{,}02\cdot10^{26}$	$5{,}61\cdot10^{29}$	1	$8{,}99\cdot10^{16}$
Joule	$6{,}71\cdot10^{9}$	$6{,}25\cdot10^{12}$	$1{,}11\cdot10^{-17}$	1

VI-4. **Energie de liaison des noyaux.**

La relation d'Einstein va nous permettre de calculer cette énergie de liaison W à partir du défaut de masse Δm.

Le tableau ci-dessus nous indique que l'énergie en MeV qui correspond au défaut de masse Δm est:

$$W_{MeV} = 931\ \Delta m_{u.m.a.}$$

A partir des Δm obtenus grâce aux mesures de m_A au spectrographe de masse, on a porté W en fonction du nombre de masse A:

Ce diagramme montre que l'énergie de liaison et par suite Δm, augmentent régulièrement avec le nombre de masse A.

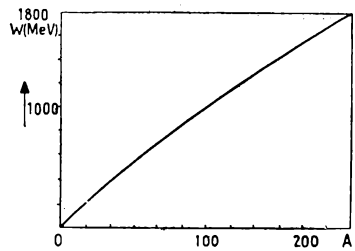


Fig. II-127

VI-5. Energie de liaison par nucléon.

Il est intéressant de rechercher comment varie l'énergie de liaison par nucléon W/A quand le nombre A de ceux-ci varie de 1 (hydrogène) à 238 (uranium). En effet W variant en gros linéairement avec A comme le montre la courbe du § VI-4, l'énergie par nucléon W/A sera une grandeur plus sensible que W à la nature du noyau.

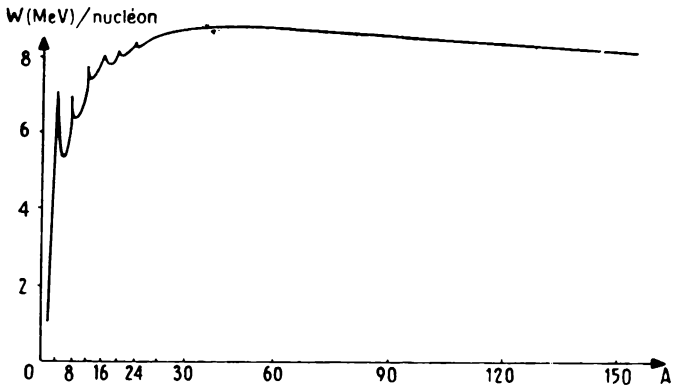


Fig. II-128

Le défaut de masse Δm est:

$$\Delta m = Zm_H + (A-Z)\, m_n - m_A.$$

La «packing-fraction» est:

$$f = \frac{m_A - A}{A}.$$

On tire de là:

$$m_A = A\,(1+f),$$

puis:

$$\Delta m = Z\,(m_H - m_n) + A\,(m_n - 1 - f),$$

d'où le défaut de masse par nucléon:

$$\frac{\Delta m}{A} = m_n - 1 - f - \frac{Z}{A}\,(m_n - m_H),$$

$$\frac{\Delta m}{A} = 0{,}008984 - f - \frac{Z}{A}\,0{,}00084.$$

Cette formule permet le calcul facile de l'énergie par nucléon, en l'évaluant en unités de masse atomique par nucléon.

Evaluée en MeV par nucléon, cette énergie est:

$$\frac{931\,\Delta m}{A} = 8{,}364 - 931\,f - \frac{Z}{A} \cdot 0{,}782.$$

Chez les éléments légers, l'énergie de liaison par nucléon passe par des maxima aigus lorsque A = 4, 8, 12, 16, 20, 24, 28.

Autrement dit, les noyaux légers contenant un nombre de nucléons multiple de 4 ont une énergie de liaison particulièrement élevée donc sont spécialement stables.

atome:	$^{4}_{2}$He	$^{8}_{4}$Be	$^{12}_{6}$C	$^{16}_{8}$O	$^{20}_{10}$Ne	$^{24}_{12}$Mg	$^{28}_{14}$Si
Z, nombre de protons:	2	4	6	8	10	12	14
A−Z, nombre de neutrons:	2	4	6	8	10	12	14

Ces noyaux ont même nombre, pair, de neutrons et de protons. Ceci suggère pour ces noyaux une structure à couches de 4 particules, chaque couche ayant 2 protons à directions de spin opposées ↑↓ et 2 neutrons de spins ↑ et ↓.

On remarque des discontinuités dans les courbes représentant en fonction de Z ou de A−Z plusieurs propriétés nucléaires (masse, énergie de liaison, moment cinétique, moment magnétique, section efficace de capture des neutrons) lorsque le nombre de protons Z ou le nombre des neutrons A−Z a l'une des valeurs: 2, 8, 20, 50, 82, 126 qui sont appelées nombres magiques. Elles correspondent aux nombres de nucléons qui constituent des couches complètes dans le noyau (v. deuxième partie, § V-2).

VI-6. **Formule semi-empirique donnant la masse d'un noyau.**

Nous avons (page 330) défini le défaut de masse Δm: d'un atome de numéro atomique Z et dont le noyau contient A nucléons (Z protons et N neutrons):

$$\Delta m = Z\,m_p + N\,m_n - m_{noyau},$$

ou:

$$\Delta m = Z m_H + N\,m_n - m_A,$$

m_p étant la masse du proton
m_n celle du neutron
m_H celle de l'atome d'hydrogène
m_A celle de l'atome considéré

} évaluées en unités de masse atomique

Au § VI-4, nous avons vu que l'énergie de liaison W du noyau est donnée à partir de Δm par la relation d'Einstein et que, transformation d'unités faite, $W_{MeV} = 931\ \Delta m$. En première approximation W augmente pro-

portionnellement à A, l'énergie de liaison par nucléon W/A est voisine de 8 MeV donc de l'ordre de 10^{-3} unité de masse atomique (comme le montre le tableau de transformation p. 331).

Si nous connaissions théoriquement en fonction de Z et A−Z la valeur de Δm, nous en déduirions W et saurions, à nombre donné A de nucléons, quelles sont les proportions de neutrons et de protons donnant les noyaux les plus stables: ce sont celles qui rendent maxima l'énergie de liaison (ou Δm maxima).

Il est équivalent, à cause du signe −, de dire que $-\Delta m$ doit être minimum ou que:

$$m_A = Zm_4 + Nm_n - \Delta m$$

ou:

$$m_{noyau} = Z\,m_p + Nm_n - \Delta m_0$$

doit être minimum. Nous allons évaluer

$$m_{noyau} = Z\,m_p + (A-Z)m_n - W_{uma}$$

(où W_{uma} est évalué en unités de masse atomique).

Quelles sont les causes de l'existence de l'énergie de liaison W?

Weiszäcker a proposé de considérer les termes suivants:

1° Une énergie de «condensation» créée par des forces s'exerçant à courtes distances entre nucléons, énergie qui est en moyenne de 8 MeV par nucléon.

Elle est proportionnelle au nombre de nucléons donc à la masse du noyau ou, si l'on préfère, à son volume puisque chez tous les noyaux le nombre A de nucléons est proportionnel à R^3 (p. 297).

Sa contribution à W est de la forme:

$$a_1 A.$$

2° Une énergie de surface ou énergie «capillaire». La surface ($4\pi R^2$) est proportionnelle au volume à la puissance 2/3 donc à $A^{2/3}$. On représente cette énergie capillaire par:

$$a_2 A^{2/3}.$$

Elle est à déduire de la précédente, car les nucléons voisins de la surface ne sont soumis aux forces intranucléaires que d'un seul côté.

3° L'expérience montre que les noyaux stables sont de préférence formés de couples proton-neutron. Ceci amène à diminuer W d'une correction:

$$a_3 \frac{(N-Z)^2}{2A},$$

que l'on appelle énergie de symétrie (plus logiquement d'asymétrie).

4° L'énergie de liaison W est diminuée en outre par une énergie due à la répulsion électrostatique des protons du noyau entre eux. En admettant que la charge Ze du noyau soit répartie uniformément dans tout le volume de la sphère de rayon $R = 1{,}5 \cdot 10^{-15}\ A^{1/3}$, cette énergie $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{3(Ze)^2}{5R}$ est, en unités de masse atomique, après avoir éliminé R en fonction de $A^{1/3}$:

$$0{,}000627\ Z^2/A^{1/3}.$$

5° L'expérience montre qu'il faut encore introduire une correction δ dépendant de la parité de N et de Z.

La correction δ est nulle lorsque A est impair.

Au total:

$$W = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{(N-Z)^2}{2A} - 0{,}000627\ \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta$$

Nuos avons alors la formule de Weiszäcker:

$$m_{\text{atome}} = 1{,}00814Z + 1{,}00898\ N - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(N-Z)^2}{2A} + \\ + 0{,}000627 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta \qquad (1)$$

L'expression (1) de la masse d'un atome doit satisfaire à trois conditions:

1° bien représenter la courbe (A, Z) des éléments stables,

2° donner la masse des éléments de A impair sur cette courbe ($\delta = 0$), la valeur de δ pour A pair sera ajustée pour rendre compte des valeurs des masses observées,

3° les nuclides isobares, $A = N+Z =$ constante, ont d'après l'expression (1) leur masse représentée en fonction de Z par une parabole concave vers le haut. Son sommet, point le plus bas, doit se trouver dans la vallée des isotopes naturels stables.

En écrivant $\frac{\partial m}{\partial Z} = 0$ pour des éléments stables connus, on trouve $a_3 = 0{,}0834$ et la formule de Metropolis:

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015\ A^{2/3}}, \qquad (2)$$

ce qui donne une courbe suivant bien la « vallée » des isotopes naturels.

On porte (2) et la valeur de a_3 dans (1), puis on utilise deux éléments de A impair pour déterminer a_1 et a_2:

$$a_1 = 0{,}01507, \quad a_2 = 0{,}014,$$

d'où finalement (1), en fonction de Z et A = N+Z:

$$m_{\text{atome}} = 0{,}99391\,A - 0{,}00085\,Z + 0{,}014\,A^{2/3} + 0{,}083\,\frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 0{,}000627\,\frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta. \qquad (3)$$

La troisième condition ci-dessus donne la valeur de δ:

$$\begin{cases} \text{A pair, Z pair} & : \delta = -0{,}036\,A^{-3/4} \\ \text{A impair, Z quelconque} & : \delta = 0 \\ \text{A pair, Z impair} & : \delta = +0{,}036\,A^{-3/4} \end{cases}$$

Cette formule représente avec une haute précision les masses des atomes:

élément :	${}^{16}_{8}O$	${}^{52}_{24}Cr$	${}^{98}_{42}Mn$	${}^{197}_{79}Au$	${}^{238}_{92}U$
masse observée:	16,00000	51,956	97,943	197,04	238,12
masse calculée :	15,99615	51,959	97,946	197,04	238,12

VI-7. **La surface (énergie, Z, N).**

La masse d'un nuclide est représentée par (3) en fonction de *deux* paramètres A et Z, ou N = A−Z et Z. En prenant trois axes de coordonnées:

$$\begin{cases} Z & \text{sur Ox} \\ N & \text{sur Oy} \\ m_{\text{atome}} & \text{sur Oz} \end{cases}$$

(3) donne une surface. On a étudié cette surface un peu moins directement de deux manières:

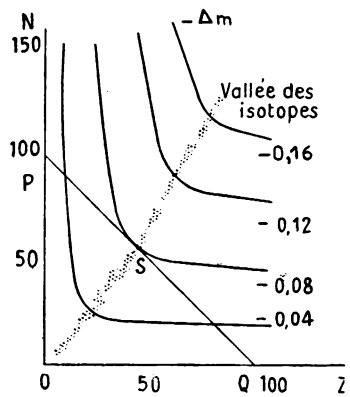


Fig. II-129

1° On porte Z en abscisse, N en ordonnée, on marque dans le plan Z O N, les points (Z,N) correspondant aux isotopes des éléments, ce qui dessine la *vallée des isotopes*. Puis on projette sur ce plan les sections horizontales de la surface $-\Delta m = f(Z, N)$.

Les courbes de niveau:

$$-\Delta m = \text{constante},$$

c'est-à-dire d'énergie de liaison W constante, ainsi obtenues. ressemblent à des hyperboles équilatères.

(1) E. FERMI, *Nuclear Physics*, Univ. Chicago Press., 1951.

L'examen de ce diagramme montre que les courbes d'énergie constante coupent la vallée des isotopes au point où leur tangente est parallèle à la seconde bissectrice:

$$N+Z = Cte \quad \text{ou} \quad A = Cte.$$

Il en résulte qu'une section isobare $A = Cte$ de la surface $-\Delta m = f(Z,N)$, (projetée sur le plan ZON suivant une droite telle que PQ, $N+Z = Cte$) a son point le plus bas projeté en S. Donc, de tous les éléments formés d'un même nombre $A = N+Z$ de nucléons, ce sont ceux situés dans la vallée des isotopes au voisinage de S qui ont un défaut de masse Δm maximum, c'est-à-dire une énergie de liaison maxima. Les éléments présents dans la nature sont donc les plus stables comme on pouvait s'y attendre. Les courbes de niveau $-\Delta m = Cte$ permettent cette interprétation imagée: les isotopes des divers éléments naturels sont aux points les plus bas de la vallée que dessinent ces courbes de niveau. Les points (Z,N) représentant les éléments suivent, quand Z croît de 1 (hydrogène) à 103 (lawrentium), un trajet analogue au cours d'un ruisseau qui suivrait la ligne de plus grande pente de la surface $-\Delta m = f(Z,N)$.

2° On obtient une image plus détaillée de ce qui se passe près de la vallée des isotopes en faisant des sections isobares $A = Cte$ de la surface:

$$m_{\text{atome}} = f(Z, A)$$

donnée par (3), que l'on peut écrire:

$$m_{\text{atome}} = 1{,}01466\,A + 0{,}014\,A^{2/3} + \delta - 0{,}08385Z + Z^2\left(\frac{0{,}083}{A} + \frac{0{,}000627}{A^{1/3}}\right). \quad (4)$$

Pour une section isobare la masse varie légèrement et est donnée par l'expression (4) où A est constant et Z variable. La courbe (m atome, Z) $A = Cte$ est donc une parabole à concavité tournée vers le haut.

A cause du terme δ, il faut distinguer deux cas:

1° A est impair: δ est nul. Lorsque Z varie, les masses de tous les noyaux se placent sur une même parabole. C'est le point le plus bas qui correspond à l'élément stable. Sur l'isobare $A = 91$, il y a un seul noyau stable ($^{91}_{40}Zr$) (première règle de Mattauch).

2° A est pair: Lorsque Z varie, les masses des noyaux se répartissent sur deux paraboles, la parabole supérieure correspondant aux valeurs impaires de Z ($\delta = 0{,}036\,A^{-3/4}$), la parabole inférieure aux valeurs paires de Z ($\delta = -0{,}036\,A^{-3/4}$). Il peut y avoir deux ou trois noyaux stables dont les Z diffèrent de 2 (seconde règle de Mattauch).

La parabole inférieure correspond à Z et N pairs: stabilité maxima.

La parabole supérieure correspond à Z et N impairs: stabilité moindre.

Sur ces dessins les flèches indiquent le sens des transformations de noyaux instables en noyaux plus stables. Si A = 91, le noyau stable est le zirconium $^{91}_{40}Zr$; si A = 92, il y a deux noyaux stables: le molybdène $^{92}_{42}Mo$ et le zirconium $^{92}_{40}Zr$.

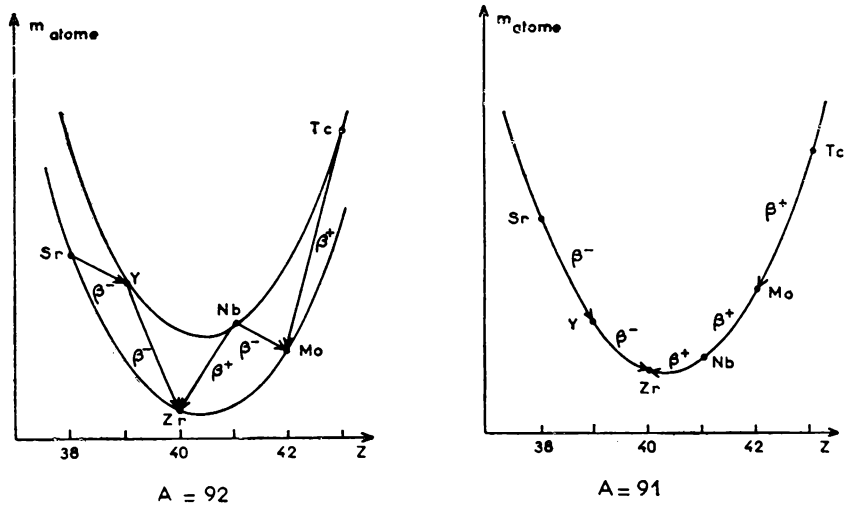


Fig. II-130

VI-8. **Energies mises en jeu dans les transformations nucléaires.**

Nous ne considérons que deux cas extrêmes:

VI-8.1. **Fusion.**

On appelle ainsi la réunion de deux noyaux légers en un noyau plus lourd avec éventuellement expulsion d'un neutron ou d'un proton.

L'énergie cinétique nécessaire pour amener au «contact» les deux noyaux légers est très élevée à cause de la répulsion de Coulomb. S'il s'agit de deux deutons, cette énergie est:

$$\frac{e.e}{4\pi\varepsilon_0 2R} \text{ joule ou } 1{,}03 \text{ MeV, en prenant } R = 1{,}5\cdot10^{-15} \text{ m.}$$

Des molécules monoatomiques n'atteindraient une telle énergie cinétique moyenne qu'à des températures très élevées: $eV = kT$ montre que ce n'est qu'à une température de $1{,}16\cdot10^{10}$ °K que l'énergie cinétique moyenne atteindrait 1 MeV. Toutefois, comme certaines molécules ont une vitesse supérieure à la vitesse moyenne $\sqrt{v^2}$ définie par $m\bar{v}^2/2 = 3\,kT/2$ on admet qu'une température de 10^8 degrés suffirait à déclencher une réaction de fusion.

Quoique l'on n'ait publié que très peu sur ce domaine, on peut admettre comme très probable:

1° que la «bombe à hydrogène» utilise la réaction de fusion suivante:

$$\underset{\text{triton}}{{}^{3}_{1}\mathrm{H}} + \underset{\text{deuton}}{{}^{2}_{1}\mathrm{H}} \rightarrow \underset{\text{hélion}}{{}^{4}_{2}\mathrm{He}} + \underset{\text{neutron}}{{}^{1}_{0}\mathrm{n}} + 17{,}6\ \mathrm{MeV} \qquad (1)$$

Une fois la réaction amorcée, les tritons sont reformés par les neutrons:

$${}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{1}\mathrm{H} + 6{,}3\ \mathrm{MeV}; \qquad (2)$$

il n'est donc pas indispensable que la concentration de tritium soit élevée. La température d'amorçage, d'environ 10^8 °K est obtenue avec une bombe A à uranium utilisant la fission; les neutrons produits selon (1) ont une énergie cinétique minima de 14,1 MeV. Ce sont des neutrons rapides donc capables de provoquer la fission de tous les isotopes de l'uranium (p. 415 à 417) soit ajouté pour augmenter la puissance de l'explosion (bombe 3 F: fission, fusion, fission), soit faisant partie de la bombe A servant de détonateur;

2° que les réactions de fusion contrôlée utiliseront les réactions suivantes qui ont lieu simultanément:

$$\left\{\begin{array}{l} \underset{\text{deuton}}{{}^{2}_{1}\mathrm{H}} + \underset{\text{deuton}}{{}^{2}_{1}\mathrm{H}} \rightarrow \underset{\text{hélion 3}}{{}^{3}_{2}\mathrm{He}} + \underset{\text{neutron}}{{}^{1}_{0}\mathrm{n}} + 3{,}25\ \mathrm{MeV} \qquad (3) \\ \\ \underset{\text{deuton}}{{}^{2}_{1}\mathrm{H}} + \underset{\text{deuton}}{{}^{2}_{1}\mathrm{H}} \rightarrow \underset{\text{triton}}{{}^{3}_{1}\mathrm{H}} + \underset{\text{proton}}{{}^{1}_{1}\mathrm{H}} + 4\ \mathrm{MeV} \qquad (4) \end{array}\right.$$

Les énergies sont calculées par $W = c^2(\sum m' - \sum m)$.

Les noyaux obtenus dans ces deux fusions peuvent fusionner à nouveau avec grande libération d'énergie:

$$\left\{\begin{array}{l} \left\{\begin{array}{l} {}^{3}_{1}\mathrm{H} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} + 17{,}6\ \mathrm{MeV} \\ \text{triton} + \text{deuton} \rightarrow \alpha + \text{neutron} \end{array}\right. \qquad (5) \\ \\ \left\{\begin{array}{l} {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 18{,}3\ \mathrm{MeV} \\ \text{hélion 3} + \text{deuton} \rightarrow \alpha + \text{proton} \end{array}\right. \qquad (6) \end{array}\right.$$

Ces réactions ne sont pas des réactions en chaîne. Aussi, dans les essais actuels, la haute température est entretenue par décharge électrique dans l'hydrogène lourd, décharge concentrée par un champ magnétique. Ces décharges ont lieu par impulsions pendant lesquelles on a observé des neutrons et des rayons γ.

Lorsque l'on saura contrôler la fusion, on disposera d'une énergie considérable:

Dans la réaction (1), la masse du premier membre est

$$3{,}0164 + 2{,}0142 = 5{,}0286 \text{ u.m.a.},$$

celle du second est: $4{,}0028 + 1{,}00898 = 5{,}0118$ u.m.a.

Donc 5 grammes de matière subissent une diminution de 0,0168 g ou $1,68 \cdot 10^{-5}$ kg équivalent à $1{,}68 \cdot 10^{-5}(3 \cdot 10^8)^2 = 1{,}5 \cdot 10^{12}$ joules ou 415 000 kWh, soit donc environ 80 000 kWh/gramme.

VI-8.2. **Fission.**

On appelle ainsi la rupture d'un noyau lourd en deux noyaux plus légers de masses comparables.

Supposons qu'un neutron frappe un atome d'uranium et provoque sa fission, par exemple en un atome de lanthane, un atome de brome et trois neutrons:

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{146}_{57}\mathrm{La} + ^{87}_{35}\mathrm{Br} + 3\,^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

La perte de masse est (1):

masse de ^{235}U — masse de ^{146}La — masse de ^{87}Br — masse de 2 neutrons, c'est-à-dire:

$$235{,}12 - 145{,}99 - 86{,}94 - 2 \times 1{,}009 = 0{,}177 \text{ unité de masse atomique.}$$

On peut encore dire que la matière contenue initialement dans un atome-gramme d'uranium U^{235} soit 235 grammes subit par fission une perte de 0,177 g. Cette masse perdue a été dissipée en énergie par dégagement de:

$$0{,}177 \cdot 10^{-3}\,(3 \cdot 10^8)^2 \text{ joules ou } 4{,}4 \cdot 10^6 \text{ kWh};$$

chaque gramme d'uranium ^{235}U fournirait donc 18 700 kWh.

Fission et fusion nous montrent l'énormité des énergies mises en jeu dans les réactions nucléaires. Dans nos exemples l'énergie rapportée à 1 gramme de matière est environ 4 fois plus élevée à la fusion qu'à la fission. D'autre part, la quantité de matière mise en jeu à la fusion n'est pas a priori limitée tandis que la quantité d'uranium fissile ne peut dépasser une valeur critique sans que la fission se déclenche. Ces deux raisons expliquent que la puissance d'une bombe à hydrogène (bombe H) soit beaucoup plus élevée que celle d'une bombe A (à l'uranium ou au plutonium).

(1) Les masses des atomes instables ^{146}La et ^{87}Br sont calculées par la formule de WEIZSÄCKER (8) p. 335.

VI-8.3. **Prévisions énergétiques du modèle de la goutte pour la fission.**

Si un noyau (Z,A) subit la fission en deux autres [xZ, xA] et [$(1-x)$ Z, $(1-x)$ A], on peut évaluer l'énergie produite W en évaluant la différence de la masse avant la fission et des masses après la fission:

W (en u.m.a.) = m (Z,A) — m (xZ, xA) — m [$(1\text{-}x)$ Z, $(1-x)$A]. On voit facilement dans la formule de Weiszäcker que W est maxima si $x = \frac{1}{2}$, c'est-à-dire si la fission crée deux noyaux identiques.

Dans ce cas: $W = m(Z,A) - 2m\left(\frac{Z}{2}, \frac{A}{2}\right)$, ce qui donne simplement (en écartant le terme δ) à partir de la formule (3) du § VI-6, 3ème partie:

$$W = 0{,}014\, A^{2/3}\,(1-2^{1/3}) + 0{,}000627\,\frac{Z^2}{A^{2/3}}\,(1-2^{-2/3}),$$

d'où pour $^{235}_{92}U$: $W = 0{,}183$ u.m.a. = 170 MeV.

L'expérience donne une «énergie instantanée» (1) W = 185 MeV qui se décompose ainsi:

énergie cinétique des fragments de fission	168 MeV
énergie cinétique des neutrons	5 MeV
énergie des rayons gamma instantanés	5 MeV
énergie des rayons gamma de capture	7 MeV

La prévision de la théorie de la goutte, 170 MeV, est donc en assez bon accord avec l'expérience.

(1) Dans un réacteur, il s'ajoute à cette « énergie instantanée » une « énergie retardée » de 15 MeV récupérable au moins partiellement. Cette énergie est due à la radioactivité des produits de fission et de capture:

énergie des rayons bêta des produits de fission.....	7 MeV
énergie des rayons gamma de ces produits.....	6 MeV
énergie des rayonnements des produits de capture	2 MeV

Une énergie retardée d'environ 11 MeV emportée par des neutrinos ne peut actuellement être récupérée.

TROISIÈME PARTIE

L'ÉNERGIE NUCLÉAIRE ET LES RADIOÉLÉMENTS

CHAPITRE PREMIER

RADIOACTIVITÉ NATURELLE

I-1. Historique.

Les premières manifestations de la radioactivité naturelle ont été découvertes par Henri Becquerel en 1896. Au cours de recherches sur la phosphorescence, il observa qu'un sel d'uranium impressionnait la plaque photographique à travers une feuille de papier noir. Ceci avait lieu même si le sel d'uranium n'avait pas été exposé au soleil. Pour les divers sels d'uranium, l'impression photographique ne dépendait que de la concentration en atomes d'uranium.

Peu après, Becquerel observa qu'un électroscope à feuilles d'or chargé d'électricité se déchargeait à l'approche d'un sel d'uranium; les feuilles d'or primitivement écartées retombent parce que des ions des deux signes se sont formés dans l'air de l'électroscope sous l'action à distance du sel d'uranium.

En avril 1898, C. G. Schmidt et Mme Curie découvrent que le thorium est radioactif. Puis Mme Curie entreprend une étude systématique des minerais de l'uranium et du thorium. Elle trouve dans certains minerais une activité considérable, supérieure à celle de l'uranium pur. Avec l'aide de son mari, Pierre Curie, le radium est découvert fin 1898, après des mois de séparations laborieuses par voie chimique.

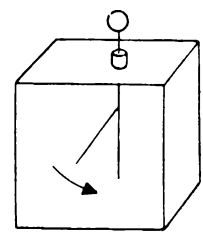


Fig. III-1

Depuis cette époque on a découvert une quarantaine de nuclides radioactifs naturels, leur numéro atomique est supérieur à celui du plomb ($Z > 81$).

Nous allons maintenant exposer, à la lumière des explications actuelles, les propriétés des substances radioactives. Par raison de simplicité, nous éviterons de retracer le détail des laborieuses recherches qui ont été nécessaires parce qu'une substance radioactive n'est à peu près jamais pure mais est en réalité un mélange de plusieurs corps radioactifs dont les proportions changent avec le temps.

I-2. Rayonnements émis.

On distingua de bonne heure l'existence de trois types de rayonnements: α, β, γ séparés facilement par action d'un aimant:

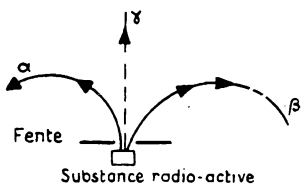


Fig. III-2

Le rayonnement α est constitué de noyaux d'hélium ${}_2^4\mathrm{He}^{++}$ expulsés du noyau radioactif.

Le rayonnement β est constitué d'électrons négatifs sortant du noyau.

Le champ magnétique ne dévie pas les rayons γ. Ceux-ci, de nature électromagnétique sont très pénétrants. Leurs longueurs d'ondes sont en général inférieures (1) à celle des rayons X ordinaires auxquels ils font suite du côté des longueurs d'ondes courtes.

L'émission de rayons α, β et γ n'a pas lieu simultanément, on distingue en effet:

I-2.1. Radioactivité α.

$$ {}_Z^A\mathrm{X} \rightarrow {}_2^4\mathrm{He} + {}_{Z-2}^{A-4}\mathrm{X}'. $$

La particule α, ${}_2^4\mathrm{He}^{++}$, est expulsée du noyau X instable. Il y a plusieurs cas possibles:

1° le nouveau noyau X′ est stable et la transformation radioactive s'arrête là;

2° le noyau X′ est dans un état excité et tombe à un état moins excité en perdant de l'énergie sous forme d'un photon γ; l'état moins excité est stable ou non;

3° le noyau X′ est instable et donne naissance à un autre noyau X″ par nouvelle transformation radioactive α;

4° le noyau X′ est instable et donne naissance à un autre noyau par transformation radioactive β suivant la réaction nucléaire ci-dessous.

I-2.2. Radioactivité β^-.

$$ {}_Z^A\mathrm{Y} \rightarrow {}_1^0\mathrm{e} + {}_{Z+1}^{A}\mathrm{Y}'. $$

On admet que l'électron e^- est créé par la transformation dans le noyau d'un neutron en proton:

$$ \begin{array}{lccccc} \text{masse} = & {}_0^1\mathrm{n} & \rightarrow & {}_1^1\mathrm{p} & + & {}_{-1}^0\mathrm{e} \\ \text{charge} = & & & & & \end{array} $$

neutron → proton + électron négatif

(1) De l'ordre de $2 \cdot 10^{-11}$ à $5 \cdot 10^{-13}$ m.

Pour le nouveau noyau Y′ les mêmes quatre possibilités se présentent que pour le noyau X′ précédent: stabilité, désexcitation avee émission d'un photon γ, radioactivité α, radioactivité β.

I-3. **Constante radioactive, période, vie moyenne, activité.**

Nous avons déjà rencontré (§ II-3, 2ème partie) la eonstante radioactive, la période et la vie moyenne d'un noyau instable.

Nous rappelons seulement que le nombre n de noyaux à l'instant t est donné par:

$$n = n_0 \, e^{-\lambda t}$$

t étant compté à partir de l'instant où l'on avait $n = n_0$.

La *constante radioactive* est λ.

La *période* $T = 0{,}693/\lambda$ (aussi appelée la demi-vie).

La *vie moyenne* $\tau = 1/\lambda = 1{,}44\ T$.

L'une quelconque de ces trois quantités suffit à caractériser la vitesse de disparition des noyaux radioactifs. On choisit généralement T.

En réalité la diminution du nombre n_0 serait très difficile à déceler directement, même avec une balance très sensible. Ce que l'on mesure est l'*activité* I définie comme égale au nombre de désintégrations par seconde:

$$I = -\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = \lambda n = n/\tau$$

L'activité I est proportionnelle à n, elle diminue donc exponentiellement avec une constante de temps τ:

$$I = -\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{n_0}{\tau} e^{-t/\tau}.$$

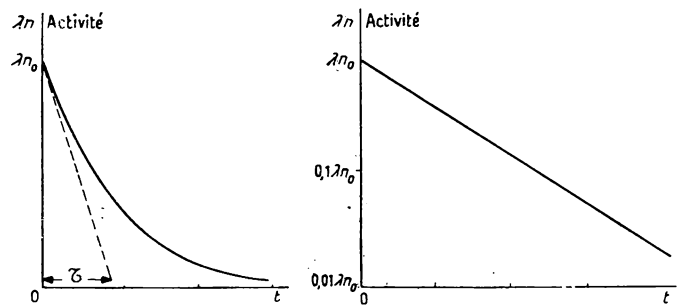


Fig. III-3

La mesure de l'activité est facile, par exemple avec un compteur de Geiger-Müller suivi d'un compteur de coups (échelle de 2^n). La mesure

de τ se fait commodément en prenant une échelle logarithmique pour n et une échelle linéaire pour le temps. On obtient une droite si une seule substance radioactive est présente.

I-4. Unité d'activité.

Cette unité est le curie, d'abord défini comme activité de 1 g de radium, mais maintenant défini comme activité d'une source radioactive subissant $3{,}7 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde.

I-5. Equilibre entre deux substances radioactives.

Supposons qu'un nuclide radioactif A de constante λ_A se transforme en un nuclide B également radioactif de constante λ_B. Pendant un intervalle dt, il disparaît $B\lambda_B dt$ atomes de B et $A\lambda_A dt$ atomes de A qui donnent $A\lambda_A dt$ atomes de B. La variation dB du nombre B des atomes de B est donc:

$$dB = +A\,\lambda_A\,dt - B\,\lambda_B\,dt.$$

Si à l'instant $t = 0$, nous avions A_0 atomes de A, nous aurons:

$$A = A_0\,e^{-\lambda_A t} \tag{1}$$

et:

$$\frac{dB}{dt} + \lambda_B B = A_0\,\lambda_A\,e^{-\lambda_A t}. \tag{2}$$

Le nombre d'atomes B au temps t est donné par (2) en tenant compte des conditions initiales.

Une solution particulière de l'équation complète est de la forme:

$$B_1 = A_0\,h_A\,e^{-\lambda_A t};$$

par identification dans (2) on trouve:

$$h_A = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}.$$

La solution générale de: $\dfrac{dB}{dt} + \lambda_B B = 0$ est de la forme:

$$B_2 = A_0\,h_B\,e^{-\lambda_B t}.$$

Nous avons:

$$B\,(0) = B_1\,(0) + B_2\,(0)$$

ou:

$$h_A + h_B = B\,(0)/A_0.$$

Un cas particulier important est celui où la substance A est pure au début de l'expérience et où B apparaît progressivement par disparition de A. Alors:

$$B(0) = 0, \quad h_B = -h_A,$$

$$B = A_0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}]. \tag{3}$$

Par unité de temps, le nombre d'atomes de B qui se désintègrent est $\lambda_B B$, ce nombre est l'activité de B:

$$I_B = \lambda_B B = A_0 \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}]; \tag{4}$$

cette activité, ainsi que le nombre d'atomes de B formés, passe par un maximum à l'instant t_m qui annule dI_B/dt:

$$\lambda_B e^{-\lambda_B t_m} = \lambda_A e^{-\lambda_A t_m}, \tag{5}$$

$$t_m = \frac{\text{Log } \lambda_B/\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A},$$

ou, en fonction des vies moyennes $\tau = 1/\lambda$:

$$t_m = \frac{\tau_A \cdot \tau_B}{\tau_A - \tau_B} \cdot \text{Log } \tau_A/\tau_B.$$

Les équations (1), (4) et (5) montrent qu'au temps t_m les activités de B et de A sont égales, le rapport du nombre d'atomes de A à celui de B est alors:

$$(A/B)_{tm} = \tau_A/\tau_B.$$

B est maximum à cet instant puisque $\lambda_B B$ l'est.

Deux cas sont à distinguer.

1° $\tau_A < \tau_B$. — Tel est le cas de la double transformation à radioactivité β:

$^{131}_{52}\text{Te} \rightarrow {}^{131}_{53}\text{I} + e^-$, avec $\tau_A = 43$ heures, suivie de:

$^{131}_{53}\text{I} \rightarrow {}^{131}_{54}\text{Xe} + e^-$, avec $\tau_B = 278$ heures (11 jours et demi).
stable

Dans un tel cas, en divisant (3) par $\lambda_A A = \lambda_A A_0 e^{-\lambda_A t}$, on trouve que

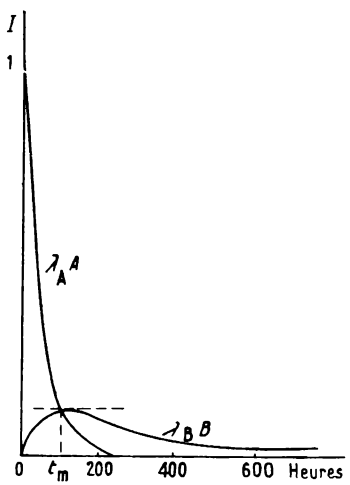


Fig. III-4

le rapport I_B/I_A des activités croît constamment à partir de zéro sans tendre vers une limite.

Le rapport A/B des concentrations de la substance «mère» et de la substance «fille» tend vers zéro parce que les atomes de la première disparaissent les premiers.

Un cas particulier important est celui où la substance fille B est stable:

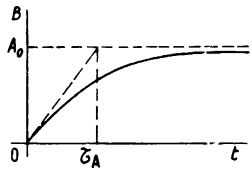


Fig. III-5

$$\tau_B = \infty \qquad \lambda_B = 0.$$

Alors (3) donne:

$$B = A_0 (1 - e^{-\lambda_A t}).$$

La mesure de $B/A = e^{\lambda_A t} - 1$ par dosage chimique peut permettre de dater des roches (A: uranium, B: plomb).

2° $\tau_A > \tau_B$.— Le rapport I_B/I_A croît encore à partir de zéro mais tend vers une limite qui est:

$$(I_B/I_A)_{lim} = \tau_A/(\tau_A - \tau_B).$$

Il s'établit entre A et B un équilibre dynamique, le rapport des concentrations est:

$$(A/B)_{lim} = \frac{I_A}{I_B} : \frac{\lambda_A}{\lambda_B} = \frac{\tau_A - \tau_B}{\tau_B}.$$

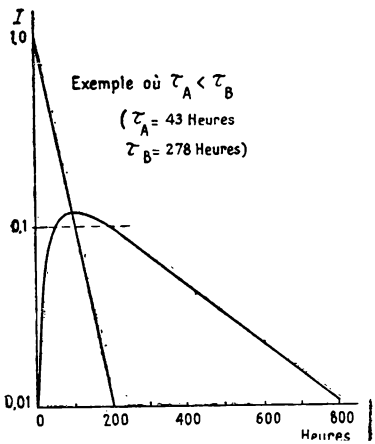


Fig. III-6 a

I_A représente l'activité de:
$^{131}_{52}Te \rightarrow e^- + {}^{131}_{53}I$.
I_B représente l'activité de:
$^{131}_{53}I \rightarrow e^- + {}^{131}_{54}Xe$.

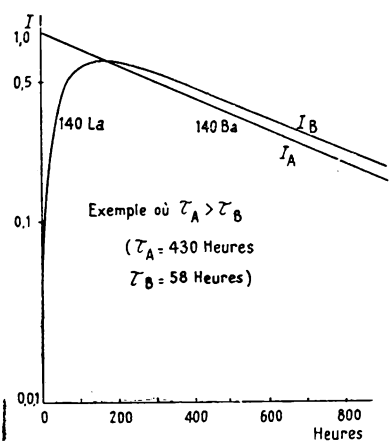


Fig. III-6 b

I_A représente l'activité de:
$^{140}_{56}Ba \rightarrow e^- + {}^{140}_{57}La$.
I_B représente l'activité de:
$^{140}_{57}La \rightarrow e^- + {}^{140}_{58}Ce$.

Sur ces deux diagrammes où l'échelle des ordonnées est logarithmique on voit très bien que I_A/I_B tend vers zéro si $\tau_A < \tau_B$ et tend vers une constante si $\tau_A > \tau_B$.

I-6. **Séries radioactives.**

Très souvent une suite de désintégrations ont lieu: un nuclide A donne un nuclide B qui donne C, etc. Chacune de ces désintégrations a sa constante radioactive propre λ_A ,λ_B ... λ_M.

La vitesse de désintégration de la dernière substance M est:

$$\frac{dM}{dt} = L\lambda_L - M\lambda_M,$$

$$\frac{dL}{dt} = K\lambda_K - L\lambda_L;$$

par intégration on trouve

$$M = A_0 (h_A e^{-\lambda_A t} + h_B e^{-\lambda_B t} + ... + h_M e^{-\lambda_M t}).$$

Les coefficients h sont reliés aux constantes radioactives par les relations de Bateman:

$$h_A = \frac{\lambda_A}{\lambda_M - \lambda_A} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \cdots\cdots \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_L - \lambda_A},$$

$$h_B = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_M - \lambda_B} \cdot \cdots\cdots \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_L - \lambda_B},$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$h_L = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_L} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_L} \cdot \cdots\cdots \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_M - \lambda_L},$$

$$h_M = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_M} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_M} \cdot \cdots\cdots \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_L - \lambda_M},$$

avec la condition:

$$h_A + h_B + \cdots\cdots\cdots\cdots + h_M = 0$$

La résolution de toutes ces équations est fastidieuse, aussi des procédés graphiques et des approximations sont souvent très avantageux [1].

Un simulateur électronique permet l'étude rapide des phénomènes radioactifs[2].

(1) R. D. EVANS, *The Atomic Nucleus*, Mc Graw Hill, New-York, 1955, p. 496-503.
(2) M. GUTMANN et R. COMTE, *Journ. de Physique Radium*, 18, p. 158 A, 1957.

On a ainsi réussi à séparer tous les produits de désintégration des trois séries radioactives naturelles dites du thorium, de l'uranium et de l'actinium.

L'identification des produits de désintégration a été laborieuse et longue, aussi leur donna-t-on d'abord des noms indiquant de quel élément ils provenaient (exemple: radium A, radium B... radium G). Ces produits ont été maintenant tous identifiés comme isotopes d'éléments connus. Ce sont les noms de ces éléments que nous avons portés sur les diagrammes qui représentent les transformations radioactives. Les noms traditionnels qui prêtent à confusion sont indiqués entre parenthèses. Les temps indiqués sont les périodes.

Sur ces diagrammes un nuclide a comme abscisse son numéro atomique Z, comme ordonnée son nombre de masse A. Les nuclides sur une même verticale sont donc isotopes, ceux sur une même horizontale sont isobares. Sur le diagramme de chacune des 3 séries radioactives $A = 4n$, $4n+2$, $4n+3$ représentant la désintégration des éléments présents dans la nature, on a indiqué en pointillé les branches représentant des éléments préparés artificiellement et appartenant à la même série.

Une nouvelle série $A = 4n+1$, dite série du neptunium est issue du plutonium. Aucun des éléments de la série n'existe plus dans la nature à l'exclusion du terme final qui est du bismuth.

I-7. **Lois des transformations radioactives.**

L'examen des quatre diagrammes (A,Z) représentant les quatre séries radioactives $A = 4n$, $A = 4n+1$, $A = 4n+2$, $A = 4n+3$ montre que, le long d'une série, l'évolution du noyau se fait par transformations radioactives successives et que ces transformations sont de l'un ou l'autre des deux types suivants:

1° Le noyau expulse une particule α. Le nombre A des nucléons diminue de 4 (2 protons et 2 neutrons), le numéro atomique Z diminue de 2 unités:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{A-4}_{Z-2}X';$$

c'est ce que représentent les déplacements obliques dirigés vers le bas.

2° Le noyau émet un électron négatif (rayon β). Le nombre A de ses nucléons reste inchangé mais Z augmente d'une unité:

$$^{A}_{Z}Y \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{A}_{Z+1}Y';$$

Série radioactive du thorium: A = 4n; (n = 60 → 52)

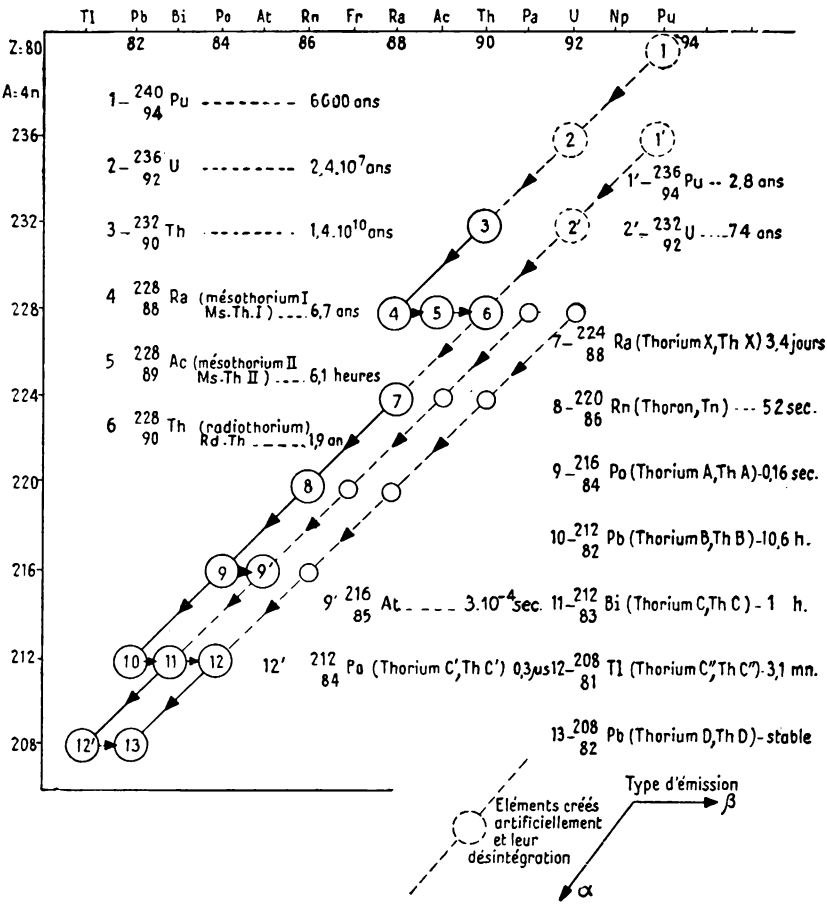


Fig. III-7

Série du neptunium: $A = 4n+1$; $(n = 60 \rightarrow 52)$

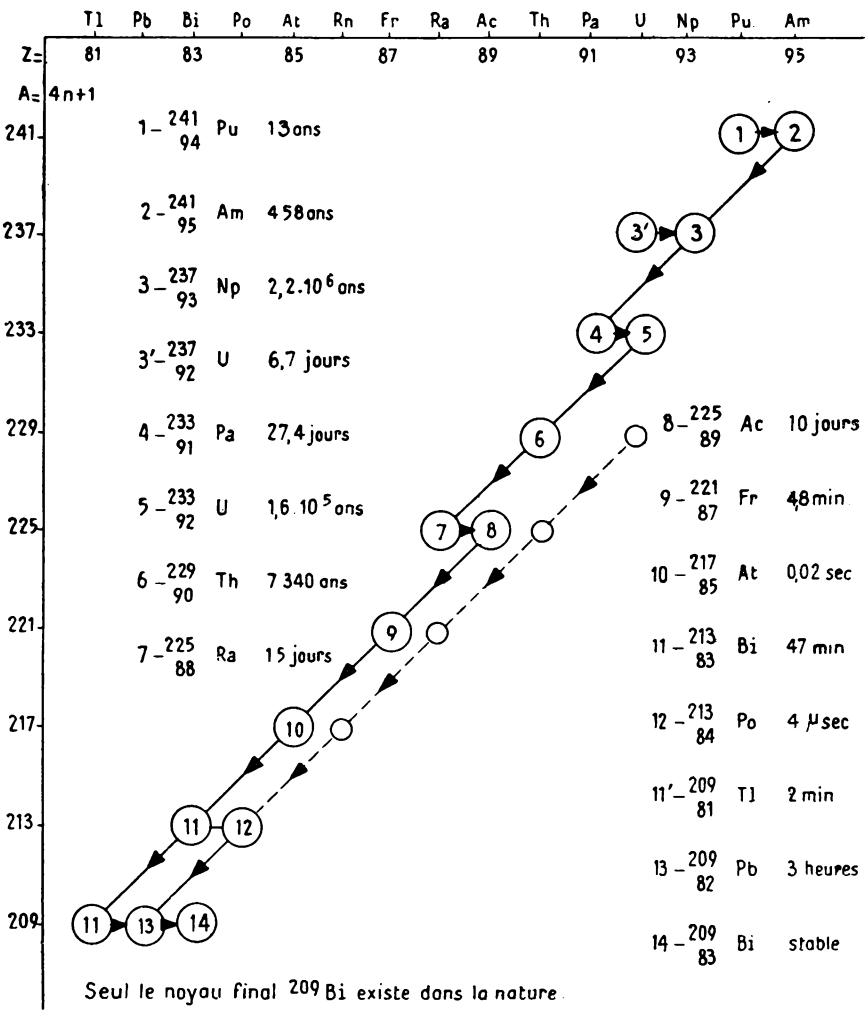


Fig. III-8

Série de l'uranium: $A = 4n+2$; $(n = 61 \rightarrow 51)$

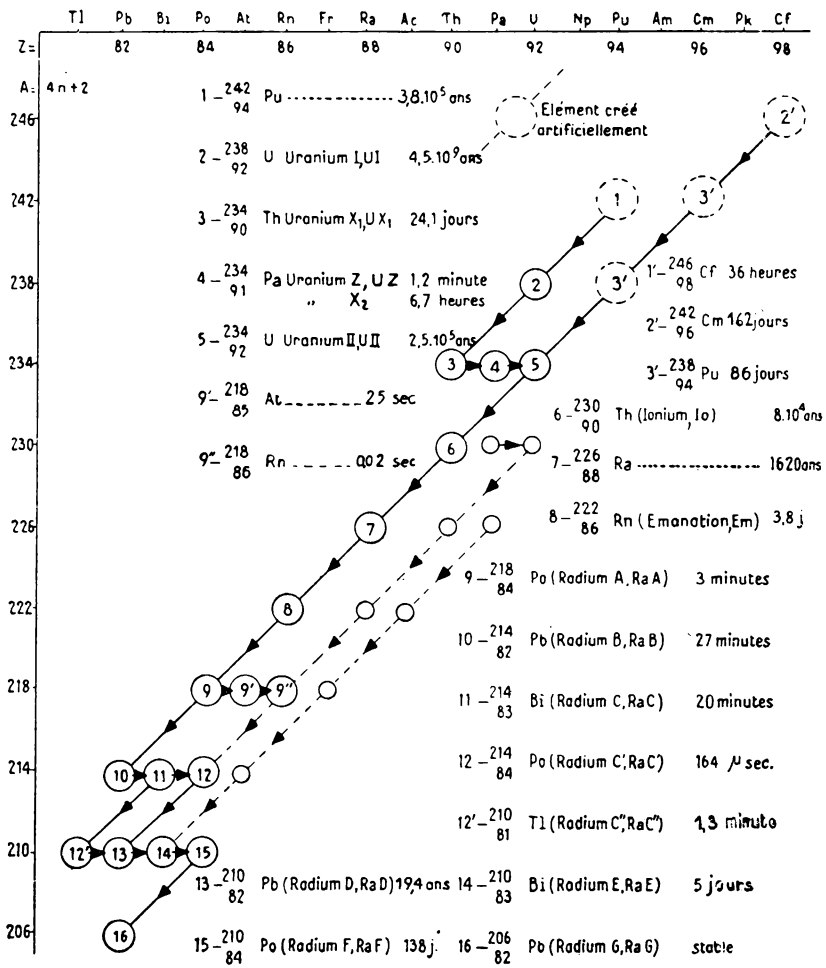


Fig. III-9

Série de l'actinium: $A = 4n+3$; $(n = 60 \rightarrow 51)$

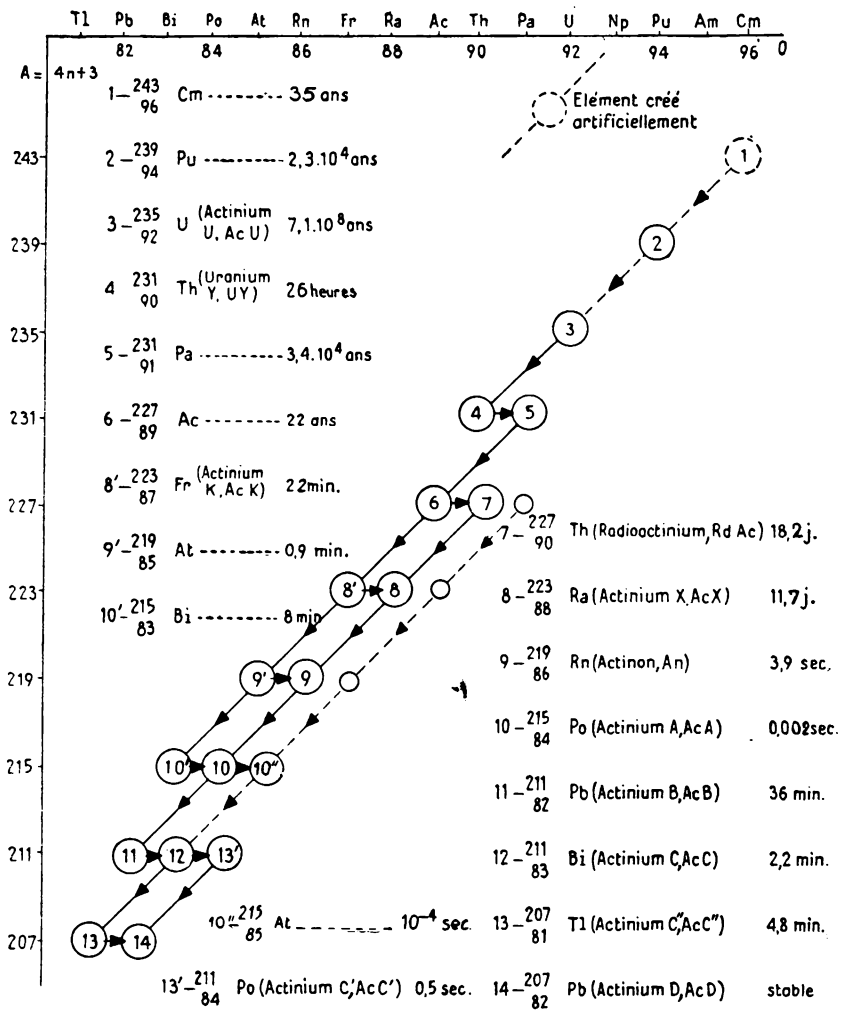


Fig. III-10

c'est ce que représentent les déplacements horizontaux (dirigés vers la droite). Les substances Y et Y′ sont isobares. Les lois de variation de A et Z, appelées lois de Soddy, que nous venons de voir paraissent aujourd'hui évidentes, elles ont cependant nécessité de multiples recherches physiques et chimiques.

Chacune des quatre séries radioactives possède des embranchements partant de certains nuclides qui peuvent se désintégrer de deux manières différentes.

Par exemple:

98,8% des noyaux de $^{227}_{89}Ac$ perdront une particule α:

$$^{227}_{89}Ac \rightarrow \underset{\text{(actinium K)}}{^{223}_{87}Fr} + {}^{4}_{2}He$$

Les 1,2% restants perdront un électron négatif et subiront la radioactivité β.

$$^{227}_{89}Ac \rightarrow {}^{0}_{-1}e + \underset{\text{(radioactinium)}}{^{227}_{90}Th}$$

Les trois séries radioactives naturelles aboutissent à un isotope du plomb, la série du neptunium aboutit au bismuth. Leurs éléments radioactifs ont donc des noyaux lourds situés au-delà du plomb ($A \geqslant 206$).

I-8. **Radioactivité naturelle de certains nuclides.**

Il existe quelques rares nuclides naturels, plus légers que les précédents, qui sont faiblement radioactifs, mais ils ne donnent pas de série radioactive.

Tels sont: le rhénium $^{187}_{75}Re$, le lutécium $^{176}_{71}Lu$, le rubidium $^{87}_{37}Rb$, tous radioactifs β avec des périodes supérieures à 10^{10} ans.

Le tritium $^{3}_{1}H$ est aussi radioactif β:

$$^{3}_{1}H \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{3}_{2}He$$

mais sa période n'est que de 12,26 ans.

Le potassium naturel est un mélange de trois isotopes dont l'un $^{40}_{19}K$ (concentration $1{,}19 \cdot 10^{-4}$) est faiblement radioactif β. Les atomes ^{40}K subissent aussi la capture K avec émission de rayons γ. La période est $1{,}28 \cdot 10^{9}$ ans.

Le samarium $^{147}_{62}Sm$ est radioactif α de période $1{,}2 \cdot 10^{11}$ ans.

I-9. **Fission spontanée.**

Nous avons vu (p. 326) que les noyaux lourds peuvent subir une fission spontanée en donnant deux noyaux de masses comparables et des neutrons. La probabilité de fission spontanée est faible, et le nombre de noyaux qui la subissent reste beaucoup plus petit que celui subissant une radioactivité naturelle. Par exemple, le californium $^{246}_{98}Cf$ présente une période de 2 000 ans pour la fission spontanée et une période de 1,5 jour pour la radioactivité α. Donc pour un noyau subissant la fission, il y en a 470 000 qui subissent la radioactivité α.

CHAPITRE II

PROPRIÉTÉS DES RAYONNEMENTS α, β ET γ

II-1. Rayonnement α.

II-1.1. Parcours des rayons α dans l'air.

Une chambre de Wilson permet aisément de photographier dans l'air la trajectoire des rayons α issus d'une transformation radioactive donnée; on constate ainsi que:

1) les trajectoires sont bien rectilignes,

2) elles cessent subitement,

3) les trajets parcourus dans l'air par les particules α ont des longueurs très voisines d'une valeur moyenne d qui est caractéristique de la transformation radioactive étudiée (voir planche II).

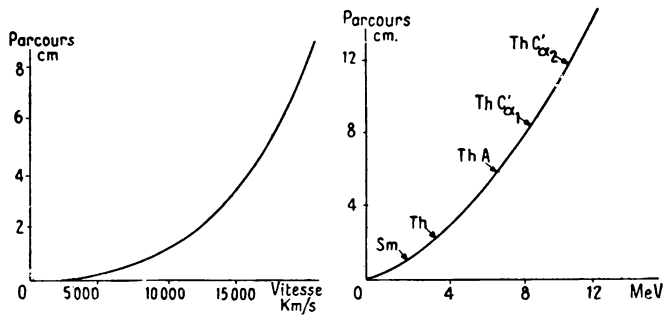


Fig. III-11

Autour de d, les parcours sont distribués suivant une courbe de Gauss. Cette courbe (parcours, nombre de particules), en forme de cloche, est relativement étroite, puisqu'à la fraction $1/\sqrt{2}$ de l'ordonnée maxima sa largeur est de l'ordre de 0,009 d. Le parcours moyen d est une fonction bien définie de la vitesse initiale v des particules α, c'est-à-dire de leur énergie cinétique.

Les courbes Fig. III-11 représentent d en fonction de v et en fonction de l'énergie cinétique E évaluée en électrons-volts. Elles donnent également en fonction de la distance restant encore à parcourir, lue en ordonnée, la valeur de la vitesse ou de l'énergie en un point quelconque du parcours, lues en abscisses. d est à peu près proportionnel à $E^{3/2}$.

L'énergie cinétique initiale d'une particule α disparaît peu à peu par création de paires d'ions le long de la trajectoire (v. aussi p. 169), chaque paire diminuant de 32,5 eV l'énergie cinétique.

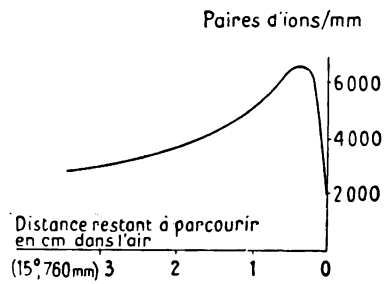


Fig. III-12

Le nombre de paires d'ions créées sur un mm de parcours passe par un maximum près de la fin de la trajectoire.

Nous avions rencontré la même propriété pour les protons (p. 228), mais l'ionisation produite par une particule α est en moyenne plus du double de celle produite par un proton de même vitesse.

II-1.2. **Parcours des rayons α dans d'autres milieux que l'air.**

Une théorie due à Bohr donne la perte d'énergie d'une particule par unité de longueur:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ\left[\text{Log}\frac{2m_0v^2}{I} - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2\right], \text{ en ues cgs,}$$

$$\frac{dE}{dx} = -8{,}1\cdot 10^{-42} z^2 NZ\left[\text{Log}\frac{2m_0v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2\right]\beta^{-2} \text{ en MKSA}$$

pour une particule de charge ze, de vitesse v traversant un milieu contenant par centimètre cube N atomes de l'élément Z, $\beta = v/c$, I est une constante du milieu traversé qui vaut 11,5 Z électrons-volts, m_0 est la masse de l'électron au repos.

En principe, on pourrait calculer par intégration à partir de cette formule la longueur du parcours de particules ayant une énergie initiale donnée. Sauf si $\beta \# 0$, le calcul n'est faisable que numériquement et avec un certain nombre de restrictions de validité de la formule précédente.

Par suite, nous nous contenterons de donner une formule empirique de Bragg et Kleeman qui n'est généralement vraie qu'à 15% près. Cette formule donne le rapport d_2/d_1 des parcours dans deux milieux 2 et 1, en

fonction de leurs masses spécifiques ρ_2 et ρ_1, et de leurs masses atomiques A_2 et A_1:

$$\frac{d_2}{d_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{\sqrt{A_2}}{\sqrt{A_1}}.$$

Cette formule est applicable aux protons, deutons et particules α. Si l'un des milieux n'est pas un élément pur mais est un composé ou un mélange, on lui attribue une masse atomique équivalente:

$$\sqrt{A} = \Sigma n_i \sqrt{A_i}.$$

Si le milieu 1 est l'air:

$$d_2 = \frac{\sqrt{A_2}}{\rho_2} 3{,}2 \cdot 10^{-4}\, d_{air} \qquad \text{où } \rho_2 \text{ est en g/cm}^3$$

Par exemple:

$$\text{pour l'aluminium} \qquad d_2 \# \frac{d_{air}}{1600},$$

$$\text{pour le plomb} \qquad d_2 \# \frac{d_{air}}{2700}.$$

En prenant $d_{air} = 11{,}5$ cm (rayons α_2 de Th C′ qui sont les plus énergiques observés), on a:

$$d_{Al} \# 0{,}07 \text{ mm},$$

$$d_{Pb} \# 0{,}05 \text{ mm}.$$

On voit qu'une très faible épaisseur de métal suffit à arrêter les particules α issues des produits radioactifs naturels. Ceci est avantageux pour se protéger des rayons α, mais gênant pour la construction des compteurs de Geiger pour rayons α qui devront avoir une fenêtre d'entrée aussi mince que possible.

Les plaques photographiques nucléaires, qui contiennent 10 fois plus de bromure d'argent que les plaques ordinaires, permettent à l'aide d'un microscope de mesurer la portée d de particules α. Par exemple:

$d = 46\,\mu$ pour les rayons α de ThC′,
$39\,\mu$,, ,, ,, ,, RaC,
$32\,\mu$,, ,, ,, ,, ThA.

Il est donc ainsi possible, avec une installation très simple, de doser l'activité d'une substance radioactive en comptant les tracés rectilignes des rayons α et de l'analyser en mesurant la longueur de ces traces [1].

(1) R. COPPENS, *Industries Atomiques*, n° 1/2, 1958, p. 43-51.

II-1.3. **Energie des rayons** α.

Nous avons vu (§ II-1.1) que le parcours des rayons α dans l'air dépend de l'énergie cinétique avec laquelle ils sont sortis du noyau qui leur donne naissance. La longueur d du parcours moyen renseigne donc sur cette énergie, mais n'en est pas une mesure très précise à cause de la légère dispersion des parcours autour de d due aux incidents de leurs parcours *dans l'air*. D'autre part, l'examen des parcours à la chambre de Wilson peut laisser inaperçues quelques particules α de faible énergie se trouvant au milieu de nombreuses particules plus rapides.

Ce n'est qu'au moyen de la déviation semi-circulaire dans un champ magnétique *dans le vide* que Rosenblum a pu mettre en évidence la « structure fine » de l'énergie cinétique des particules α issues d'une transformation radioactive donnée (planche X). Cette énergie n'a pas une valeur unique, mais peut prendre plusieurs valeurs bien définies. On a établi la liste des niveaux d'énergie nucléaire excités qui expliquent ces différentes valeurs d'énergie cinétique (p. 320 à 324).

II-1.4. **Loi de Geiger et Nuttall.**

En 1911, Geiger et Nuttall trouvèrent une relation empirique entre le parcours d des rayons α et la constante radioactive λ (ou la durée de vie moyenne $\tau = 1/\lambda$) de la substance qui leur a donné naissance:

$$\log \lambda = a + k \log d,$$

où a est caractéristique d'une série radioactive donnée.

On peut aussi écrire:

$$\lambda = \alpha d^{57,5}$$

avec:

$\alpha = 10^{-42,3}$ pour la famille de ^{235}U,

$\alpha = 10^{-44,2}$ „ „ de ^{232}Th,

$\alpha = 10^{-46,3}$ „ „ de ^{238}U.

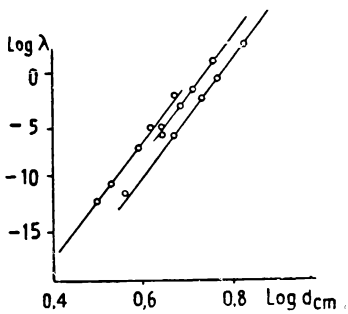


Fig. III-13

Comme d dépend de l'énergie cinétique initiale, la loi de Geiger-Nuttall établit une relation entre λ et cette énergie.

Ce n'est qu'en 1928 qu'une explication théorique de cette relation empirique fut donnée grâce à la mécanique ondulatoire. A partir de l'équation de Schrödinger, Gamow calcula la probabilité T pour qu'une particule

α s'échappe par « effet tunnel » du puits de potentiel nucléaire (v. 1re partie, § IV-11).

Hors d'un noyau contenant Z protons, à une distance r de son centre, une particule α est soumise à la répulsion électrostatique:

$$\frac{Ze \cdot 2e}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \text{ dérivant du potentiel } U_1 = \frac{Ze^2}{2\pi\varepsilon_0 r}.$$

A une distance R, la particule α rencontre une force nucléaire d'attraction à court rayon d'action. Le potentiel du fond du puits de potentiel est de l'ordre de −10 MeV, mais la hauteur de sa margelle (barrière de potentiel) est beaucoup plus élevée (29 MeV pour le noyau d'uranium).

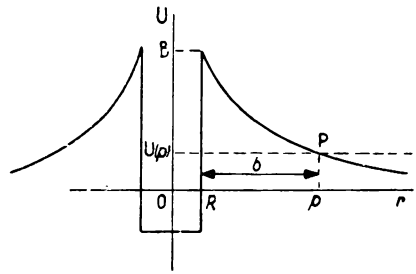


Fig. III-14

Lorsqu'une particule α quitte le noyau, l'énergie cinétique mise en jeu W est la somme de l'énergie cinétique de cette particule α et de l'énergie cinétique, beaucoup plus faible, du noyau résiduel qui recule.

En désignant par:

v la vitesse avec laquelle la particule α et le noyau résiduel s'écartent l'un de l'autre,

M la masse réduite de la particule et du noyau définie par $\frac{1}{M} = \frac{1}{M'} + \frac{1}{\alpha}$ où α est la masse de la particule et M' celle du noyau résiduel, on a simplement:

$$W = \frac{1}{2} M v^2.$$

Une particule α du noyau est dans le puits de potentiel. La probabilité pour qu'elle en sorte est la même que celle qu'aurait d'y tomber une particule α, lancée du dehors avec l'énergie W sur le noyau immobile. La transparence T de la barrière de potentiel que constitue la margelle de ce puits se calcule par l'équation de Schrödinger en coordonnées radiales.

La transparence T de la barrière de potentiel du noyau est (fig. III-14):

$$T = \left| \frac{\Psi(p)}{\Psi(R)} \right|^2 \tag{1}$$

En posant

$$\Psi(r) = \chi(r)/r \tag{2}$$

l'équation de Schrödinger s'écrit: $$\frac{d^2\chi}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2}[W-U(r)]\chi = 0 \qquad (3)$$

avec $$U(r) = \frac{Ze^2}{2\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (4)$$

Lorsque nous avions rencontré l'effet tunnel (p. 102 à 107) le coefficient de la variable Ψ était constant et par suite l'intégration de l'équation de Schrödinger très facile. L'équation (3) est du type plus compliqué:

$$\frac{d^2\chi}{dr^2} + f(r)\chi = 0. \qquad (5)$$

Pour résoudre (5) nous allons employer la méthode d'approximation de Wentzel-Kramers-Brillouin (méthode W.K.B.).

Posons $\chi = a\,e^{-j\theta}$ où a et θ dépendent de r et portons cette expression dans (5):

$$a(f - \theta'^2) + a'' - j(a\theta'' + 2a'\theta') = 0. \qquad (6)$$

Nous imposerons la condition:

$$f - \theta'^2 = 0 \qquad (7)$$

et pour résoudre (6) faisons l'approximation de négliger a'' devant a' et a en considérant comme lente la variation de $f(r)$. L'équation (6) prend la forme très simple:

$$\frac{a'}{a} = -\frac{\theta''}{2\theta'}$$

d'où: $a = Cte/\sqrt{\theta'} = Cte.\ f^{-1/4}$ par suite de (7).

On a donc

$$\chi = Cte.f^{-1/4} \cdot e^{-j\theta} \qquad \text{avec} \qquad \theta = \int_{r_0}^{r} \sqrt{f}\,dr.$$

Telle est la méthode d'approximation de W.K.B.

Ici nous avons $f = 2M\,[W - U(r)]\,\hbar^2$

$$T = \left|\frac{\chi(p)/p}{\chi(R)/R}\right|^2 = \frac{R^2}{p^2}\left|\frac{\chi(p)}{\chi(R)}\right|^2 = \frac{R^2}{p^2}\frac{f^{1/2}(R)}{f^{1/2}(p)}\frac{e^{-2j\theta(p)}}{e^{-2j\theta(R)}}$$

que l'on peut écrire:

$$T = T_0 e^{-\gamma}$$

avec $$T_0 = \frac{R^2}{p^2}\frac{\sqrt{W - U(R)}}{\sqrt{W - U(p)}}$$

$$\gamma = 2j[\theta(p) - \theta(R)] = 2\int_R^p \sqrt{-f}\,dr = 2\frac{\sqrt{2M}}{\hbar}\int_R^p \sqrt{U(r) - W}\,dr.$$

C'est pratiquement γ qui détermine la valeur de T. En tirant U(r) de (4) on obtient:

$$\gamma = \frac{2}{\hbar}\sqrt{2M}\int_R^p \left(\frac{Ze^2}{2\pi\varepsilon_0 r} - W\right)^{1/2} dr$$

d'où:

$$\gamma = \frac{2Ze^2}{h\varepsilon_0}\sqrt{\frac{2M}{B}}\frac{1}{\sqrt{W/B}}[\arccos (W/B)^{1/2} - (W/B)^{1/2}(1 - W/B)^{1/2}]. \quad (8)$$

W est donné par la relation d'Einstein $W = c^2 \Delta m$:

$$W/c^2 = M - (M' + \alpha).$$

B est la hauteur de la barrière:

$$B = Ze^2/2\pi\varepsilon_0 R, \quad \text{avec} \quad R = 1{,}5.10^{-15}A^{1/3}\ \text{m}.$$

Donc γ est entièrement calculable puisque toutes les quantités Z, e, h, M, B, W/B, contenues dans (8) sont connues. Comme

$$W/B = U(p)/U(R) = R/p = R/(R+b) = 1/(1+b/R),$$

γ dépend essentiellement de l'épaisseur relative b/R de la barrière de potentiel.

La constance radioactive λ est proportionnelle au nombre de noyaux se désintégrant par unité de temps, c'est-à-dire au nombre de particules α traversant la barrière de potentiel, donc à $T = T_0 e^{-\gamma}$.

On pose donc: $\lambda = \lambda_0 e^{-\gamma}$,

γ étant donné par la relation (8) due à Gamow.

La constante λ_0, déterminée empiriquement, est $\lambda_0 \# 1{,}2 \cdot 10^{21}\ s^{-1}$, on a donc:

$$\lambda = 1{,}2 \cdot 10^{21}\, e^{-\gamma}. \quad (9)$$

En substituant dans (9) la valeur de γ calculée à partir de (8) on peut calculer pour une série radioactive les valeurs de λ (ou de τ) en fonction de v ou de W donné par l'expérience.

Perlman et Ypsilantis [1] ont aussi trouvé que les points expérimentaux (W, τ) sont bien sur les courbes calculées.

Dans le cas fréquent où $B \gg W$ et où les noyaux initial et final sont tous deux dans un état s, γ a une expression très simple:

$$\gamma = \pi(4Z/137\beta) - \frac{8}{137}\sqrt{Z\frac{M}{m_0}\frac{R}{r_0}}$$

(1) I. PERLMAN et T. J. YPSILANTIS, *Phys. Rev.*, 79, p. 30, 1950.

r_0 et m_0 étant respectivement le rayon $e^2/m_0c^2 = 2{,}82 \cdot 10^{-15}$ m et la masse $0{,}91 \cdot 10^{-30}$ kg de l'électron, β étant le rapport v/c, $137 = 2\pi e^2/hc$ en ues cgs.

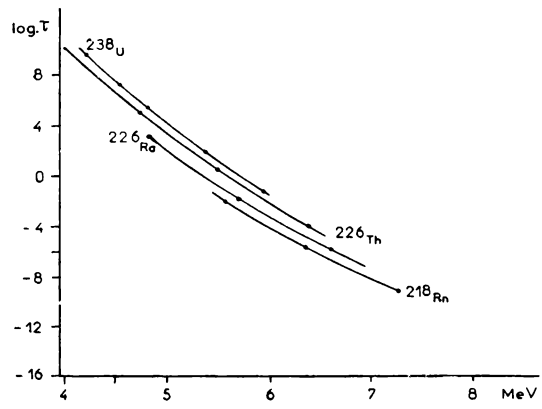


Fig. III-15

Sous cette forme simplifiée on voit aussitôt que si v croît, γ décroît, $e^{-\gamma}$ croît, donc que λ croît et τ décroît. Ce sont les transformations radioactives α donnant les particules les plus énergiques qui ont les durées de vie moyenne τ les plus faibles, donc qui émettent aussi le plus de particules α par seconde. Ceci ressortait déjà de la loi de Geiger-Nuttall.

II-2. Rayonnement β.

II-2.1. Parcours des rayons β.

Un électron est environ 7 000 fois plus léger qu'une particule α. En traversant les couches électroniques d'un atome, un rayon β est donc beaucoup plus dévié qu'un rayon α.

Il en résulte que dans l'air la trajectoire d'un électron β n'est pas du tout rectiligne comme l'est celle d'une particule α. Elle est très sinueuse et d'autant plus que l'énergie cinétique est plus faible. Par suite, il faut distinguer le parcours p mesuré de O à P le long de la trajectoire sinueuse et la portée $d = \mathrm{OM}$ distance qui sépare le point de départ O de M point le plus éloigné atteint.

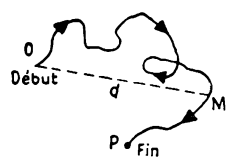


Fig. III-16

II-2.1.1. ***Electrons monocinétiques.*** — Les rayons β n'étant pas monocinétiques (à la différence des rayons α), il est plus simple d'étudier tout d'abord le parcours et la portée d'électrons monocinétiques produits artificiellement.

On présente les résultats en portant en ordonnées la proportion de particules ayant un parcours supérieur à la distance x portée en abscisse. Tandis que pour les particules α la descente est presque verticale, elle est

très adoucie pour le parcours p et plus encore pour la portée d des électrons monocinétiques.

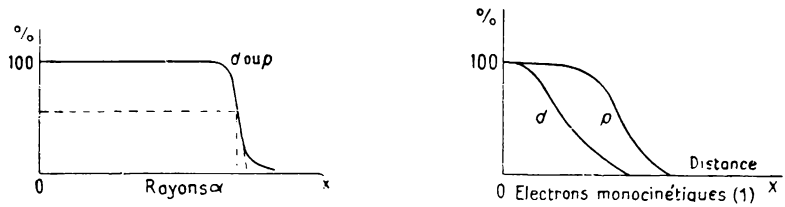


Fig. III-17

Donc ni le parcours, ni la portée, seule mesurable pour les milieux solides servant d'écrans protecteurs, ne représentent avec précision l'énergie des électrons monocinétiques (ni a fortiori des rayons β).

Pour comparer différents écrans absorbants, on évalue en grammes/cm² la quantité de matière absorbante. Le nombre d'électrons qui traversent est connu par un courant d'ionisation. Quand l'épaisseur d'absorbant croît ce courant tend vers une limite. Celle-ci n'est pas nulle, à cause de l'émission de rayonnement de freinage par ralentissement des électrons dans l'absorbant et pour d'autres causes.

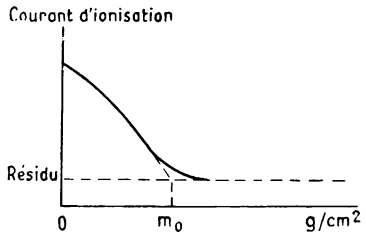


Fig. III-18

Prenons comme portée la masse par cm², m_0, lue par extrapolation. On observe que m_0 croît avec l'énergie cinétique E des électrons d'abord comme E^2 puis comme E.

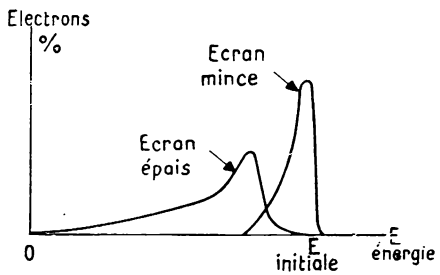


Fig. III-19

L'énergie des électrons qui ont traversé un écran donné est répartie suivant une courbe très dissymétrique. Augmenter l'épaisseur de l'écran fait glisser le maximum vers les énergies faibles, mais il subsiste encore des électrons d'énergie élevée. Que devient l'énergie cinétique que perdent ces électrons? Il y a:

(1) E. J. WILLIAMS, *Proceedings Royal Society*, (London) A 130, 1931, p. 310.

a) *Pertes par choc sur des électrons atomiques.*— Ces pertes ont été calculées théoriquement par Bethe. Quand l'énergie cinétique des électrons incidents croît, leur perte d'énergie par unité de longueur diminue d'abord jusque vers 1 MeV, puis croît régulièrement.

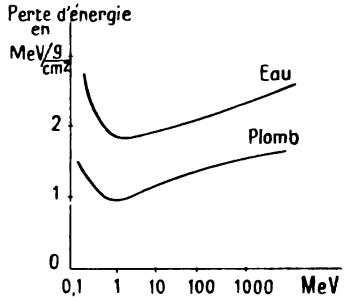


Fig. III-20

Les pertes par ionisation sont en principe comprises dans les pertes par choc. Le nombre de paires d'ions créés est connu surtout expérimentalement car une théorie en est difficile, des ions pouvant aussi être créés par les électrons choqués, et ainsi de suite.

b) *Pertes par rayonnement.*— Les électrons subissent des accélérations lors des « chocs » avec les électrons périphériques ou avec les noyaux. Ils sont ainsi freinés et il y a émission de « Bremsstrahlung ». La perte d'énergie qui en résulte a été calculée. Aux énergies faibles, elle est proportionnelle à l'énergie, donc très inférieure à la perte d'énergie par ionisation.

c) *Pertes par effet Cerenkov.*— Lorsque des électrons traversent de la matière avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans cette matière, il y a émission de lumière (p. 195). La perte d'énergie cinétique sous forme de rayonnement Cerenkov est calculable théoriquement. Elle ne devient appréciable qu'aux énergies élevées. Pour les rayons β elle est négligeable par rapport aux pertes par ionisation et Bremsstrahlung.

II-2.1.2. ***Absorption des rayons β : spectre continu d'énergie.***— La transmission des rayons β à travers des écrans d'épaisseur variée obéit à une loi très différente de celle relative aux électrons monocinétiques. Le courant d'ionisation produit par les rayons β transmis, diminue presque exponentiellement et atteint la valeur du résidu en un point M assez difficile à préciser sur la courbe.

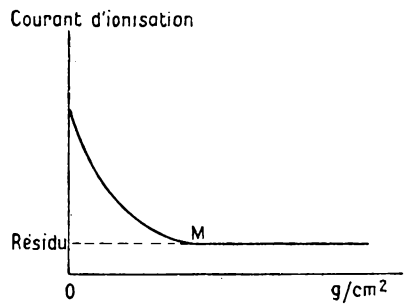


Fig. III-21

Ce comportement diffère de celui des électrons monocinétiques parce

que l'énergie cinétique des rayons β est répartie depuis zéro jusqu'à une valeur maxima E_M.

En traversant la matière, les électrons β voient leur énergie cinétique diminuer. Ils donnent des rayons X ou γ comme Bremsstrahlung, mais la perte d'énergie qui en résulte est très faible, et celle par effet Cerenkov est en général négligeable: c'est donc surtout en ionisant qu'ils perdent de l'énergie cinétique.

Du point de vue pratique, on définit une épaisseur minima nécessaire pour absorber totalement les rayons β. Feather a montré que cette épaisseur est sensiblement proportionnelle à E_M.

Il faut plusieurs mètres d'air ou plusieurs millimètres d'aluminium pour arrêter les rayons β, donc beaucoup plus que pour arrêter les particules α.

Pour les solides et les liquides la quantité de matière nécessaire pour absorber les rayons β, évaluée en g/cm², dépend peu de la nature de la substance absorbante.

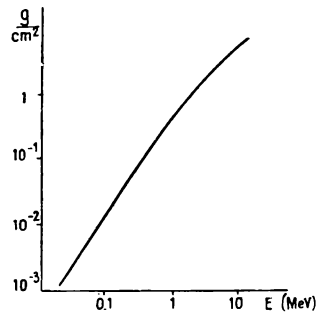


Fig. III-22
Epaisseur minima d'aluminium (en g/cm²) nécessaire pour absorber des rayons β d'énergie maxima E_M.

II-2.2. **Energie des rayons β.**

II-2.2.1. ***Le spectre d'énergie*** — La mesure des portées (ou parcours) donnant des résultats trop flous pour évaluer les énergies des rayons β, on a déterminé celles-ci par déviation et focalisation dans un champ magnétique.

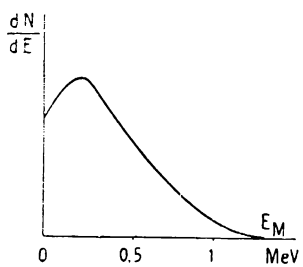


Fig. III-23

On obtient ainsi le nombre dN de rayons β ayant une énergie cinétique comprise entre E et E+dE et on trace la courbe dN/dE = f(E) qui représente le « spectre d'énergie ».

Ces spectres d'énergie sont *continus* et s'étendent d'une énergie nulle jusqu'à l'énergie maxima E_M. La détermination expérimentale précise de E_M sur la courbe (dN/dE, E) est délicate car en E_M la tangente est horizontale.

Au contraire, on constate facilement qu'il y a bien une énergie maxima et on détermine aisément sa valeur si l'on prend comme ordonnée:

$$\dot{y} = \sqrt{\mathrm{d}N'/\eta^2 F \mathrm{d}\eta}$$

où:

$\eta = mv/m_0c$ est la quantité de mouvement réduite,
$F = x/(1-e^{-x})$,

avec $x = WZ/2\pi \cdot 137 \cdot \eta$ où $W = (E+m_0c^2)/m_0c^2$ est l'énergie totale réduite,

dN' est le nombre de particules de quantité de mouvement comprise entre η et $\eta+d\eta$.

Grâce à cette nouvelle ordonnée, la courbe (dN/dE, E) est remplacée par (y, E) qui est pratiquement une droite. Celle-ci coupe l'axe OE en un point bien déterminé d'abscisse E_M. Ce diagramme est appelé diagramme de Kurie. C'est une théorie, due à Fermi, qui a amené Kurie à choisir $y = \sqrt{dN'/F\eta^2 d\eta}$ comme ordonnée.

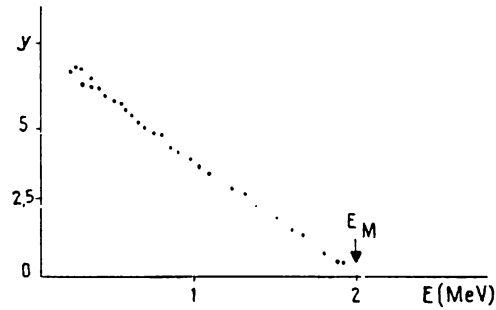


Fig. III-24
Diagramme de Kurie (1) du spectre d'énergie des rayons β^- de $^{114}_{49}In$.

Le diagramme (E, y) prouve sans discussion qu'il y a bien une énergie maxima E_M.

II-2.2.2. ***L'interprétation de Fermi*** — Quand un noyau initial de masse M_i subit la désintégration β, il donne un noyau final et un électron de masses au repos M_f et m_0, et éventuellement un photon γ. La conservation de l'énergie donne donc:

$$c^2 M_i = c^2(M_f + m_0) + E + E_f + E_\gamma.$$

E étant l'énergie cinétique de l'électron β,
E_f l'énergie cinétique du noyau final qui recule,
E_γ l'énergie d'un photon γ éventuel.

Si nous ajoutons dans les deux membres l'énergie $c^2\, m_0 Z$ des électrons périphériques du noyau initial, nous obtenons:

$$E + E_f + E_\gamma = c^2[{}_ZX_i - {}_{Z+1}X_f],$$

X_i et X_f étant les masses de l'atome initial et de l'atome final.

X_i et X_f sont mesurables avec précision au spectrographe de masse, $E_\gamma = h_{\nu\gamma}$ est connu s'il y a émission γ.

E_f ne pourrait se déterminer à la chambre de Wilson qu'avec une mauvaise précision, mais E_1 est très inférieure à E comme le montrerait la conservation de la quantité de mouvement pour l'ensemble noyau final+électron β.

(1) D'après J. L. LAWSON et J. M. CORK, *Phys. Rev.*, 57, p. 982, 1940.

E est mesurable par déviation magnétique.

On devrait avoir $E \# c^2[{}_zX_i - {}_{z+1}X_f] - E_\gamma = \text{constante} = E_M$.

Or la plupart des électrons β ont une énergie cinétique inférieure à E_M.

On doit se demander ce qu'est devenue pour les électrons les moins rapides la différence $E_M - E$.

C'est Fermi qui a proposé le premier d'introduire une particule nouvelle imaginée par Pauli, le neutrino, pour emporter cette différence d'énergie:

$$\underset{\text{atome initial}}{{}_zX_i} \longrightarrow \underset{\text{atome final ionisé}}{{}_{z+1}X_f} + \underset{\text{électron}}{\beta} + \underset{\text{neutrino}}{\nu}$$

ce qui donne comme bilan énergétique:

$$c^2\,{}_zX_i = c^2\,{}_{z+1}X_f + \underset{\substack{\text{énergie cinétique}\\ \text{de l'électron } \beta}}{E} + \underset{\substack{\text{énergie cinétique}\\ \text{du neutrino}}}{E_M - E} + E_\gamma.$$

L'énergie libérée $Q = E_M + E_\gamma = c^2({}_zX_i - {}_{z+1}X_f)$ est bien ainsi une constante. C'est seulement son partage entre l'électron β et le neutrino qui change d'un électron à un autre, bien que la somme $E+(E_M-E)$ reste constante.

Dans la théorie de Fermi, l'émission d'un électron β se produit par transformation dans le noyau d'un neutron en proton:

$$\begin{array}{rl} \text{masse (uma)} & {}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\nu \\ \text{charge} & \\ & \text{neutron} \longrightarrow \text{proton} + \text{électron } \beta + \text{neutrino} \end{array}$$

Grâce au neutrino, le principe de la conservation de l'énergie est respecté:

$$E + E_\nu = E_M \text{ est constant,}$$

c'est le neutrino qui emporte l'énergie $E_M - E$ qui semble disparaître,

II-2.2.3. ***Relation entre énergie et période.*** — La théorie de Fermi rend bien compte de la forme du spectre d'énergie des rayons β. Elle établit aussi une relation entre la période T de la transformation radioactive β et l'énergie totale $W = m_0c^2 + E_M$ que perd le noyau initial. W est égal à l'énergie totale maxima d'un électron β. Aux grandes énergies, l'expression théorique de T se simplifie et l'on a:

$$T = K \cdot W^{-5}.$$

Donc plus est grande l'énergie avec laquelle les noyaux radioactifs expulsent les électrons β, plus courte est leur durée de vie.

De cette relation on tire:

$$\log T = -5 \log W + \log K.$$

En échelles logarithmiques les points (T, W) doivent être sur une droite pour tous les noyaux ayant même K. C'est ce qui avait été constaté par

Sargent pour les séries radioactives du thorium, de l'uranium et de l'actinium: les points (log T, log E_M) se plaçaient sur deux droites. Les très nombreux produits radioactifs artificiels donnèrent des points nouveaux hors des deux droites de Sargent, ceci est expliqué par la théorie de Fermi qui prévoit différentes valeurs de K suivant que les transitions β sont permises (K petit) ou interdites (K élevé).

Les phénomènes sont donc, ici encore, plus compliqués que pour la radioactivité α où la loi de Geiger-Nuttall suffisait à relier période et énergie.

II-3. **Rayonnement** γ.

II-3.1. **Définition.**

Historiquement on appela d'abord rayons γ le rayonnement électromagnétique émis par certaines substances radioactives. Ils se distinguaient aisément des rayons X que l'on produisait vers 1900, par une longueur d'onde plus courte et une pénétration très supérieure.

Ensuite, on appela rayons γ tous les rayonnements de longueur d'onde assez courte. Or aujourd'hui les installations de rayons X à très haute tension donnent un rayonnement plus pénétrant que les rayons γ des substances radioactives. Nous réserverons donc le nom de rayons γ au rayonnement électromagnétique émis lorsqu'un noyau passe d'un état excité à un état moins excité (le noyau excité ayant été produit par capture d'un neutron, par départ d'une particule α, par fission, par bombardement par des ions accélérés). Le nom de rayons X sera réservé au rayonnement électromagnétique de courte longueur d'onde qui apparaît lorsqu'un électron du cortège électronique de l'atome passe sur une couche encore plus près du noyau que la couche où il se trouvait d'abord (par exemple passage de la couche L ou M à la couche K).

II-3.2. **Absorption des rayons γ dans la matière.**

L'étude de l'absorption des rayons γ par la matière est très importante car il est nécessaire de protéger par des écrans le personnel contre les effets nocifs des rayons émis par les réacteurs ou les produits radioactifs.

Considérons une surface de 1 m² traversée perpendiculairement par j photons γ par seconde.

Une surface parallèle située à une distance dx est traversée par un nombre de photons plus petit $j+\mathrm{d}j$, avec $\mathrm{d}j < 0$:

$$\frac{\mathrm{d}j}{j} = -k\,\mathrm{d}x,$$

ou, par intégration:

$$j = j_0 \, e^{-kx}.$$

Le facteur k qui est égal à $\frac{-dj}{j\,dx}$ est évidemment proportionnel au nombre N d'atomes présents dans la couche d'épaisseur dx:

$$k = N\sigma, \quad kx = Nx\sigma;$$

kx est sans dimension, Nx a la dimension: $L^{-3} \cdot L = L^2$;
σ, de dimension L^2, est la section efficace que nous avons déjà rencontrée (p. 231).

Plus intuitivement, si chacun des N atomes /m³ présente une section σ normalement à la direction des photons γ, leur ensemble $N\,dx$ contenu dans la tranche d'épaisseur dx et de surface 1 m² constitue une cible de surface. $N\sigma\,dx$ est appelée *section efficace microscopique* des atomes pour les photons γ.

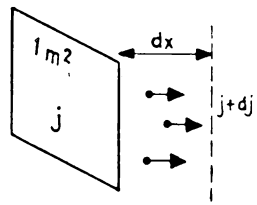


Fig. III-25

En physique nucléaire, l'usage est d'évaluer σ en barns:

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2.$$

Il est souvent commode, en particulier dans le calcul des réacteurs d'employer au lieu de σ (section efficace microscopique) la *section efficace macroscopique* Σ:

$$\Sigma = \sigma N;$$

N s'obtient à partir de la masse spécifique ρ, du nombre d'Avogadro et du nombre de masse A:

en M.K.S.A. : $N = \rho.6{,}02 \cdot 10^{26}/A$ est en m³, car ρ est en kg/m³;

en cgs. : $N = \rho.6{,}02 \cdot 10^{23}/A$ est en cm^{-3}, car ρ est en g/cm³.

$\Sigma = \sigma N = L^2 \cdot L^{-3}$ a la dimension de l'inverse d'une longueur, on évalue généralement Σ en cm^{-1}; il est donc regrettable d'appeler Σ « section » puisque ce n'est pas une surface(1).

Puisque $k = \Sigma$, la diminution du nombre des photons γ avec la distance x est de la forme:

$$dj = -j N\sigma\,dx = -j\Sigma\,dx \quad \text{ou} \quad j = j_0 \, e^{-\Sigma x}$$

Σ joue donc le rôle d'un coefficient d'absorption, sa connaissance est nécessaire pour calculer l'épaisseur à donner à un écran pour assurer

(1) L'inverse $1/\Sigma = l$ a la dimension d'une longueur. C'est le libre parcours moyen d'un photon h entre deux « chocs » avec des atomes ou des électrons.

un affaiblissement déterminé d'un rayonnement γ. On choisira cet affaiblissement en fonction de l'intensité du rayonnement incident et de la durée pendant laquelle le personnel reste soumis au rayonnement affaibli. Σ dépend à la fois de la nature de la matière de l'écran, et de l'énergie des photons γ incidents. Comme nous allons le voir, sa détermination expérimentale ne suffit pas à elle seule pour calculer avec précision l'absorption d'un écran. Ceci est dû à ce que l'affaiblissement d'un rayonnement γ peut être produit par trois phénomènes et que l'un d'eux, l'effet Compton, ne suit pas exactement une loi exponentielle.

De ces trois phénomènes une étude théorique a été faite. Elle est en bon accord avec l'expérience, permet de comprendre le détail des phénomènes et de calculer l'écart entre une loi exponentielle et l'affaiblissement produit par l'effet Compton.

II-3.3. **Modes d'interaction des rayons γ avec la matière.**

Les photons γ peuvent subir en présence de matière les trois processus suivants:

1° absorption avec émission d'un électron: *effet photoélectrique*,

2° choc élastique sur un électron qui est projeté, il y a un photon γ diffusé d'énergie moindre: *effet Compton*,

3° création d'une paire électron-positon: *matérialisation*; chacun des trois processus a une section efficace qui lui est propre:

$$\Sigma_{ph},\ \Sigma_c,\ \Sigma_p \quad (\text{ou } \sigma_{ph},\ \sigma_c,\ \sigma_p);$$

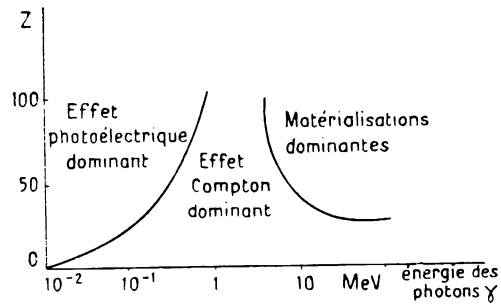


Fig. III-26

c'est leur somme

$$\Sigma = \Sigma_{ph} + \Sigma_c + \Sigma_p$$

qui permet de calculer l'affaiblissement produit par un écran donné.

C'est celui de ces trois processus qui a le plus grand Σ pour l'énergie des photons γ et le numéro atomique Z des atomes rencontrés qui l'emporte.

II-3.3.1. ***Effet photoélectrique.*** — Lorsqu'un photon choque un électron périphérique d'un atome, cet électron est arraché si l'énergie $h\nu$ du photon est suffisante:

$$h\nu = W_0 + W_1 + W_2;$$

W_0 = travail d'extraction de l'électron,
W_1 = énergie cinétique de l'électron chassé,
W_2 = énergie cinétique du reste de l'atome, qui recule.
La fréquence seuil ν_0 de l'effet photoélectrique est donnée par:

$$h\nu_0 = W_0.$$

Diverses théories ont tenté de donner une expression de Σ_{ph} en fonction de ν (ou $E = h\nu$), Z, ρ. Ces expressions sont compliquées sauf aux énergies élevées.

On a grossièrement:

$$\Sigma_{ph} = C^{te} \cdot \frac{\rho}{A} \frac{Z^4}{E^3}.$$

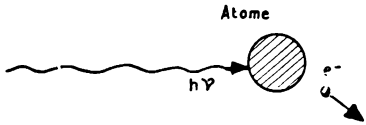


Fig. III-27

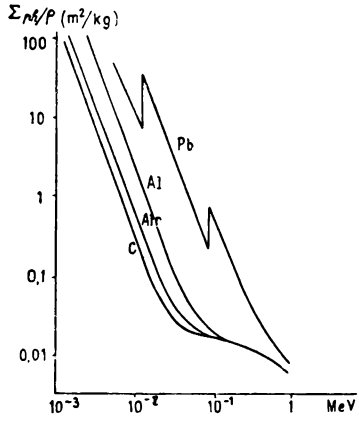


Fig. III-28

En réalité les exposants ne sont pas 4 et 3 mais varient avec E (ou ν).

C'est l'effet photoélectrique qui produit la majeure partie de l'affaiblissement des rayons γ de basse énergie.

Le photon γ peut expulser un électron de la couche K, sa place est alors prise par un électron de la couche L. L'énergie $E_L - E_K$ provoque une seconde ionisation et un électron de la couche L est expulsé. C'est l'effet Auger.

II-3.3.2. ***Effet Compton.*** — Nous avions déjà étudié l'effet Compton (1re partie, § IV-4) et vu que:

$$\frac{m_0 c^2}{h} (\nu_0 - \nu_1) = \nu_0 \nu_1 (1 - \cos\theta).$$

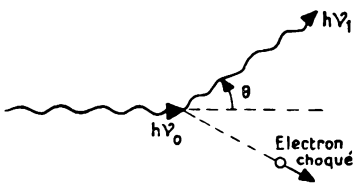


Fig. III-29

Ceci peut s'écrire:

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}(1 - \cos\theta)}$$

Aux faibles énergies, $\nu_1 \# \nu_0$, il y a seulement diffusion des photons γ sans diminution de leur énergie.

La section efficace Σ_c diminue régulièrement quand ν croît. La formule (1) que Klein et Nishina ont obtenue à partir de la théorie de l'électron de Dirac représente bien Σ_c/ρ en fonction de ν et de NZ.

La figure ci-après représente pour le plomb la section efficace macroscopique d'absorption Σ_c relative à l'effet Compton et la section macroscopique Σ_{cd} de diffusion Compton.

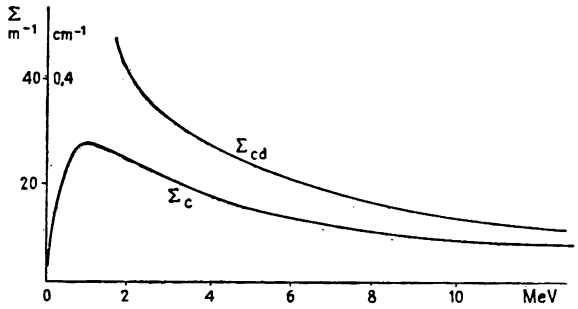


Fig. III-30

L'absorption des photons γ par effet Compton n'est pas tout à fait une fonction exponentielle de l'épaisseur traversée parce que la diffusion des photons complique les phénomènes en changeant la direction des photons.

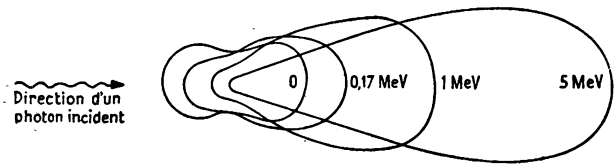


Fig. III-31

Le rayon vecteur représente la répartition angulaire des photons diffusés. Elle se concentre de plus en plus vers l'avant quand leur énergie augmente.

Les calculs sont compliqués et prouvent qu'il faut multiplier l'intensité des rayons γ ayant traversé la matière par un facteur de correction B (build up factor) qui rend l'affaiblissement moins rapide que l'affaiblissement exponentiel habituel des radiations électromagnétiques.

(1) Dans le cas général cette formule peut s'écrire:

$$\frac{\Sigma_c}{\rho} = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\eta}{\eta} \left[2\,\frac{1+\eta}{1+2\eta} - \frac{1}{\eta} \operatorname{Log}(1+2\eta) \right] + \frac{1}{2\eta} \operatorname{Log}(1+2\eta) - \frac{(1+2\eta)^2}{1+3\eta} \right\}$$

où $r_0 = e^2/mc^2 = 2{,}83 \cdot 10^{-13}$ cm est le rayon classique de l'électron, $\eta = h\nu_0/Mc^2$, Mc^2 est l'énergie au repos de la particule heurtée.

Ce facteur B est égal à l'unité si les photons γ sont canalisés parallèlement par des diaphragmes appropriés. Dans les autres cas, B dépasse l'unité et dépend de la géométrie du faisceau de rayons γ, de leur énergie et de l'épaisseur de matière traversée, B décroît quand l'énergie des photons γ croît, parce que la diffusion Compton les écarte alors de moins en moins de leur direction initiale. Lorsque les photons γ émanent d'une source ponctuelle et se propagent dans un milieu indéfini, B croît un peu plus vite que proportionnellement à la quantité de matière traversée. Le plus commode est de se contenter de poser:

$$I = I_0 B e^{-\Sigma_c x}$$

en prenant $B = \Sigma_c x$, ce qui n'est qu'une approximation.

Pour fixer les idées, avec une source ponctuelle de rayons γ de 1,25 MeV (issus de ^{60}Co) plongée dans l'eau, B est de l'ordre de 33 après une épaisseur de 2,50 m. Avec une telle source ponctuelle de rayons γ de 1,25 MeV entourée d'un écran cylindrique de plomb, on observe $B = 3{,}1$ pour une épaisseur de 7,7 cm de plomb, B croît ensuite très lentement.

II-3.3.3. ***Matérialisation.*** — Un photon γ peut se matérialiser en donnant naissance à une *paire*:

$$h\nu \rightarrow \underset{\text{électron}}{e^-} + \underset{\text{positon}}{e^+}$$
$$\text{photon } \gamma \rightarrow$$

La loi de conservation de l'énergie donne:

$$h\nu = m c^2 + m' c^2$$

ou:

$$h\nu = m_0 c^2 + T + m_0 c^2 + T',$$

T et T' étant les énergies cinétiques de l'électron et du positon créés.

T et T' ne peuvent être que positifs ou nuls. Il ne peut donc y avoir création d'une paire électron-positon par matérialisation du photon $h\nu$ que si:

$$h\nu \geqslant 2 m_0 c^2.$$

Plaçons-nous dans le cas limite $h\nu = 2 m_0 c^2$. Que devient alors la quantité de mouvement $p = h\nu/c$ du photon qui ne peut disparaître? Elle se transfère à la particule, noyau, plus rarement électron, au voisinage de laquelle se produit la matérialisation du photon.

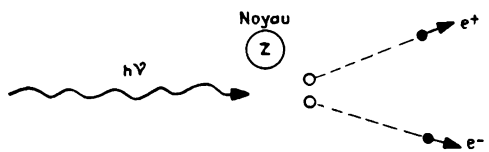


Fig. III-32

La section efficace de matérialisation, nulle quand $\nu < 2 m_0 c^2/h$, croît ensuite de moins en moins vite avec l'énergie des photons γ et tend vers une limite aux très grandes énergies. La valeur numérique de Σ_p est donnée par une intégrale fonction très compliquée de $h\nu$ et Z que l'on ne sait intégrer qu'aux énergies très élevées, ce qui donne la limite:

$$\Sigma_p = \frac{81 \cdot 10^{18}}{137} \frac{Z^2 e^4 N}{m_0^2 c^4} \left(\frac{28}{9} \text{Log } 183\, Z^{-1/3} - \frac{2}{27} \right) \text{ M.K.S.},$$

qui devient, en remplaçant par les valeurs numériques de e, m_0, c:

$$\Sigma_p = 9{,}3 \cdot 10^{-31}\, Z^2 N (1 - 0{,}06 \text{ Log } Z) \text{ M.K.S.}$$

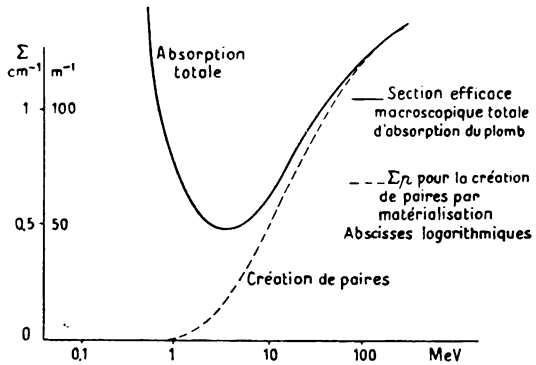


Fig. III-33
La limite Σ_{pl} de Σ est ici 149 m^{-1}.

Σ_p est sensiblement proportionnel à Z^2; on voit ici encore l'intérêt d'employer des éléments lourds, tels que le plomb, pour arrêter les photons γ en les faisant se matérialiser.

Nous donnons ci-dessous Σ/ρ pour l'eau, le plomb, le béton et l'aluminium. Ces courbes permettent éventuellement de calculer l'épaisseur à donner à des écrans protecteurs.

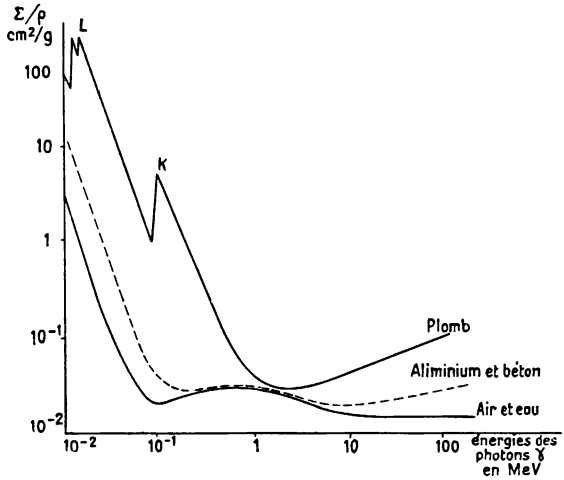


Fig. III-34

La courbe (eV, Σ/ρ) de l'air est la même que pour l'eau, mais ρ étant très petit, Σ l'est aussi et l'air n'absorbe pratiquement pas les rayons γ.

II-3.3.4. ***Photodésintégration.*** — Les photons γ peuvent provoquer des réactions nucléaires (voir p. 402) avec généralement départ d'un neutron ou d'un proton.

II-3.4. **Spectrographie des rayons γ.**

Actuellement la spectrographie des rayons γ se fait avec précision par une voie indirecte qui utilise les phénomènes suivants.

Un photon γ traversant un scintillateur (généralement NaI activé au thallium) y crée des électrons d'où ionisation avec émission de photons dans l'ultraviolet et même le visible (page 191). Ceux-ci sont amenés par un « conduit à lumière » C sur la photocathode d'un photomultiplicateur d'électrons PM, (fig. III-34 bis).

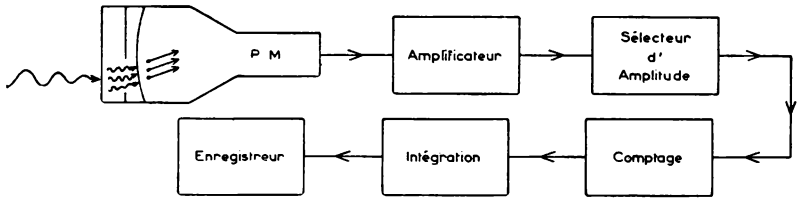


Fig. III-34 bis

Le nombre de photons émis dans le scintillateur et par conséquent le nombre de photoélectrons croît avec l'énergie E du photon γ. A ce photon correspond à la sortie du photomultiplicateur une impulsion de quelques millivolts qui est ensuite amplifiée 10^3 à 10^4 fois. Alors à une énergie $E \pm dE$ du photon γ correspond une impulsion de tension de $V \pm dV$, V étant de l'ordre de la centaine de volts et la durée de l'ordre de la microseconde.

Les impulsions de tension sont envoyées à un sélecteur d'amplitude (page 177) qui ne conserve que les impulsions comprises entre V et V+dV. Les impulsions ainsi sélectionnées, correspondant aux photons d'énergie comprises E et E+dE sont utilisées de manières légèrement différentes suivant les constructeurs de spectrographes γ.

Le nombre dn de photons γ compris entre E et E +dE est représenté par le nombre d'impulsions comprises entre V et V+dV.

Si l'on dispose d'un seul sélecteur d'amplitude, on peut laisser la largeur dV constante tout en faisant varier le V choisi, ce qui revient à explorer le spectre γ en faisant varier E à dE constant. On explore en général ce spectre depuis 100 keV jusqu'au-delà de 3 MeV.

La vitesse de comptage (nombre d'impulsions/seconde) est proportionnelle au nombre des photons. Cette vitesse peut être indiquée directement par un courant moyen ou obtenue par intégration du nombre d'impulsions reçues pendant une durée donnée. La variation de V (au moyen d'un potentiomètre tournant) commande le déplacement vertical du papier d'un enregistreur dont le style se déplace horizontalement d'une quantité proportionnelle à dn. On obtient donc directement la courbe représentant dn/dE en fonction de E.

L'échelle des énergies est étalonnée à l'aide de photons γ d'énergie connue mesurée par leur effet photoélectrique. On utilisera par exemple [1]:

Elément :	$^{57}_{27}Co$	$^{137}_{55}Cs$	$^{60}_{27}Co$	$^{228}_{90}Th$	$Po \rightarrow \alpha$ et $^{9}Be(\alpha,n\gamma)^{12}C$
E(MeV) :	0,12198	0,6616	1,1525—1,1727	2,6142	4,432
T :	268 j	28 a	5,27 a	1,91 a	138,4 j

Des spectrographes γ plus perfectionnés comportent plusieurs centaines, parfois un millier de canaux réglés par exemple de 0,1 en 0,1 volt. Les photons γ sont ainsi comptés en permanence sur de nombreuses bandes d'énergie. A un instant donné, sur l'écran d'un tube cathodique, le spot subit en ordonnée un déplacement proportionnel à la vitesse de comptage d'une des bandes, son abscisse étant fonction de l'énergie de cette bande. Tous les canaux sont explorés successivement à une cadence assez rapide pour que l'on voie sur l'écran une courbe stable, composée de points lumineux très serrés, représentant dn/dE en fonction de E.

D'autres modèles impriment successivement pour chaque canal la valeur de dn/dE.

(1) J. B. MARION, *Nucleonics* 18, 1960 n° 11, page 184.

CHAPITRE III

RADIOACTIVITÉ ARTIFICIELLE

III-1. Historique.

La première transmutation artificiellement provoquée fut observée en 1919 par Rutherford. Il mesurait la longueur du parcours des particules α dans l'azote lorsqu'il constata que quelques rares scintillations se produisaient encore pour une distance écran-source de 40 cm bien que le parcours des rayons α ne fut que de 7 cm environ.

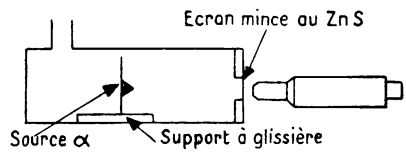


Fig. III-35

Des observations de Rutherford et de Blackett à la chambre de Wilson montrèrent que les particules de long parcours étaient des protons (traces plus fines que celles des rayons α et plus épaisses que celles des électrons, dans un champ magnétique, courbure dont le sens indique une charge positive).

L'interprétation était celle-ci:

$$^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{17}_{8}O,$$

qu'on écrit en abrégé:

$$^{14}_{7}N\,(\alpha, p)\,{}^{17}_{8}O.$$

A la suite de cette découverte de la première transmutation par Rutherford, les physiciens se mirent à bombarder avec des particules α de nombreux éléments et spécialement les éléments légers dont le noyau se laisse plus facilement pénétrer que celui des éléments lourds (parce que la force électrostatique de répulsion est proportionnelle à Z).

En 1930, Bothe constata que du glucinium, $^{9}_{4}Be$, bombardé par des α donnait un rayonnement très pénétrant, puis F. Joliot et Irène Curie

trouvèrent que ce rayonnement chassait des protons d'une feuille de paraffine. Chadwick découvrit que ce rayonnement était formé de particules nouvelles, les neutrons.

Au cours de recherches étendues, Irène Curie et Joliot montrèrent que l'aluminium bombardé par des α pouvait, lui aussi, donner des neutrons:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{30}_{15}\mathrm{P} \text{ ou : } {}^{27}_{13}\mathrm{Al}\ (\alpha, \mathrm{n})\ {}^{30}_{15}\mathrm{P}$$

ou des protons:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{30}_{14}\mathrm{Si} \quad \text{ou :} \quad {}^{27}_{13}\mathrm{Al}\ (\alpha, \mathrm{p})\ {}^{30}_{14}\mathrm{Si}.$$

Ceci les amena à observer en détail à la chambre de Wilson les particules sortant d'une feuille d'aluminium bombardée par les rayons α du polonium. Il y avait émission de protons mais aussi d'électrons négatifs d'énergie en général inférieure à 1 MeV et de positons d'énergie atteignant 3 MeV.

En cherchant l'énergie minima des α qui pouvait provoquer une émission de positons, Irène Curie et Joliot se sont aperçus (1) que cette émission n'était pas instantanée, mais ne se produit notablement qu'après quelques minutes d'irradiation et se poursuit même si l'on fait cesser le bombardement des α.

La radioactivité artificielle était découverte (1934).

L'interprétation de l'expérience précédente est celle-ci:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} \quad {}^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} \rightarrow {}^{0}_{+1}\mathrm{e} + {}^{30}_{14}\mathrm{Si}.$$

L'isotope radioactif $^{30}_{15}\mathrm{P}^{*}$ instable (vie moyenne 2,55 min) du phosphore fut appelé « radiophosphore » et son existence prouvée par séparation au moyen de l'analyse chimique. M. et Mme Joliot découvrirent encore de nombreux autres isotopes radioactifs qu'ils créaient par bombardement α.

Par exemple:

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{13}_{7}\mathrm{N}^{*} \quad {}^{13}_{7}\mathrm{N}^{*} \rightarrow {}^{0}_{+1}\mathrm{e} + {}^{13}_{6}\mathrm{C};$$

le « radio azote » subit, comme le « radiophosphore » une désintégration β^{+}.

$$^{25}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{28}_{13}\mathrm{Al}^{*} \quad {}^{28}_{13}\mathrm{Al}^{*} \rightarrow {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + {}^{28}_{14}\mathrm{Si};$$

le « radio aluminium » subit une désintégration β^{-}.

Depuis la découverte de la radioactivité artificielle par Joliot et I. Curie, on a préparé par bombardement des noyaux environ 500 nuclides radioactifs et on en crée encore de nouveaux. Leur nombre dépasse donc beaucoup celui (272) des nuclides stables.

(1) Voir F. JOLIOT et Irène CURIE, *Radioactivité artificielle*, Paris, 1935 (Hermann, éditeur).

III-2. **Différents types de radioactivité artificielle.**

Nous rappelons que les transformations radioactives des nuclides naturels sont de deux types seulement:

émission d'une particule α,
émission d'un électron β^-.

La désintégration des nuclides créés artificiellement est souvent une radioactivité β^-, mais ce n'est que pour quelques nuclides que l'on a observé, à Berkeley, une radioactivité α.

Comme on a observé aussi des désintégrations β^+, des captures K et une radioactivité à neutrons, la radioactivité artificielle offre beaucoup plus de variété que la radioactivité naturelle des éléments lourds qui n'est que α ou β. On peut classer ces différents phénomènes d'une manière logique en représentant les nuclides sur le diagramme (Z, A) ou (Z, N).

1° La désintégration radioactive d'une famille d'éléments naturels fait intervenir des désintégrations α et des désintégrations β. Entre le noyau initial, de A le plus élevé, et le noyau final stable interviennent à peu près deux fois plus de désintégrations α que de désintégrations β. Donc $\Delta N/\Delta Z \# 2$.

Or, la pente $\Delta N/\Delta Z$ de la courbe C de la formule de Métropolis:

$$Z = \frac{Z + N}{1{,}98 + 0{,}015\,(Z + N)^{2/3}}$$

représentant les nuclides de stabilité maxima (1) est très sensiblement égale à 2 dans la région de l'uranium. Les transformations font donc glisser presque parallèlement à C les points (Z,N) qui représentent les nuclides radioactifs naturels jusqu'à ce que la diminution de N et de Z réalise la stabilité en les amenant sur C.

2° Considérons maintenant un nuclide radioactif créé artificiellement. Son point figuratif n'est pas sur la courbe C mais au-dessus ou au-dessous.

Très schématiquement, on peut dire qu'un noyau de la région I évoluera en se débarrassant de son excès de neutrons jusqu'à ce que son point figuratif se trouve sur C.

De même un noyau de la région II évoluera en perdant son excès de charge jusqu'à ce que son point (Z,N) arrive sur C.

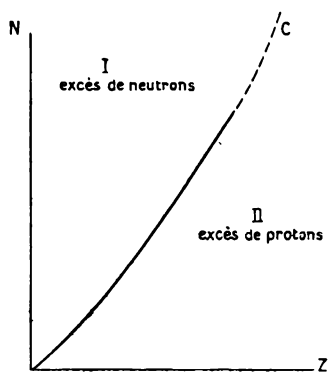


Fig. III-36

(1) Voir p. 335, équation (2).

III-2.1. **Noyaux ayant un excès de neutrons.**

Nous distinguerons pour les noyaux ayant un excès de neutrons (région I):

1° *Une radioactivité* β^-.

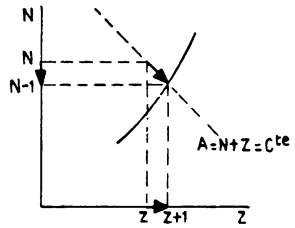


Fig. III-37

Dans le noyau un neutron se transforme en proton en expulsant un électron et un neutrino:

$$^{1}_{0}n \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{0}\nu$$

neutron ⟶ électron β + proton + neutrino

Exemples:

$$^{3}_{1}H \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{3}_{2}He + {}^{0}_{0}\nu;$$

$$^{17}_{7}N^* \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{17}_{8}O^* + \nu;$$

A reste constant, Z croît d'une unité, N diminue d'une unité. Le noyau $^{17}_{8}O^*$ est dans un état excité très instable et se transformera à son tour comme nous le verrons plus loin.

Cette radioactivité β^- suit les mêmes lois que la radioactivité β^- des nuclides naturels: spectre d'énergie continu avec une limite supérieure E_m donnée par une théorie due à Fermi.

L'existence d'un neutrino doit être admise pour assurer la conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment cinétique.

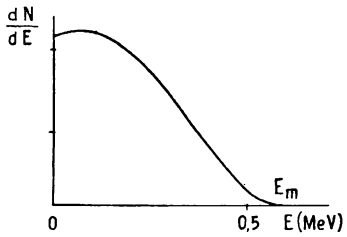


Fig. III-38
Répartition des électrons β^- de ^{64}Cu.

2° *Une radioactivité à neutrons.*
Exemple:

Le noyau très excité $^{17}_{8}O^*$ expulse un neutron:

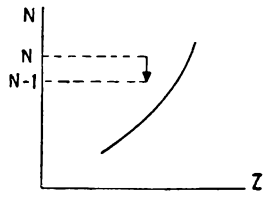


Fig. III-39

$$^{17}_{8}O^* \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{16}_{8}O;$$

Z est resté constant, N et A ont diminué de 1.

La radioactivité à neutrons des produits de la fission joue un rôle important dans le fonctionnement des réacteurs en introduisant des «*neutrons retardés*». Les émetteurs de neutrons ont un nombre de nucléons dépassant d'une unité l'un des nombres magiques caractérisant les noyaux spécialement stables.

Exemple:

$$^{87}_{35}\mathrm{Br} \rightarrow {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + {}^{87}_{36}\underset{\text{excité}}{\mathrm{Kr}^*} : \text{radioactivité } \beta^-$$

suivie de radioactivité à neutrons:

$$^{87}_{36}\underset{\text{excité}}{\mathrm{Kr}^*} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{86}_{36}\underset{\text{stable}}{\mathrm{Kr}}.$$

$^{86}_{36}\mathrm{Kr}$ possède $86 - 36 = 50$ neutrons.

III-2.2. **Noyaux ayant un excès de protons.**

Chez les noyaux ayant un excès de protons (région II), on a observé:

1° *Une radioactivité* β^+.

Dans le noyau un proton se transforme en neutron et expulse un positon et un neutrino:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} \rightarrow {}^{0}_{+1}\mathrm{e} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{0}_{0}\nu$$

proton → positon + neutron + neutrino

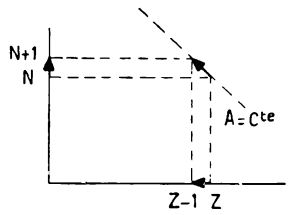


Fig. III-40

Exemple:

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{0}_{+1}\mathrm{e} + {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + \underset{\text{neutrino}}{{}^{0}_{0}\nu}$$

Z diminue d'une unité, N croît d'une unité, A ne change pas.

Du point de vue énergétique, comme la masse du proton est inférieure à celle d'un neutron et d'un positon, la transformation radioactive β^+ ne peut se produire que si le noyau initial a une énergie d'excitation dépassant 1,8 MeV.

On peut imaginer ce mécanisme pour la disparition d'un proton dans le noyau:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+ \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + \mathrm{e}^+ + \nu_0.$$

La matérialisation d'une partie de l'énergie d'excitation donne les $2m_0c^2$ nécessaires pour créer l'électron et le positon et compenser la différence des masses qui subsiste. Le reste donne de l'énergie cinétique au positon e^+, au neutrino et au noyau final.

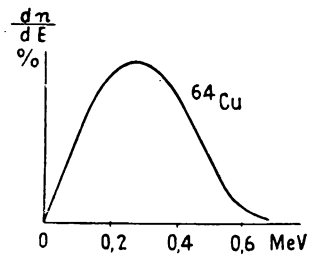


Fig. III-41

Fermi a donné la théorie de cette radioactivité β^+. Le nombre de positons d'énergie faible est à peu près proportionnel à cette énergie et est nul pour une énergie nulle, à la différence de ce qui se passe pour la radioactivité β^-.

Le neutrino est nécessaire pour que la conservation du moment cinétique soit assurée.

Précisons ce que donne la loi de conservation de la charge:

noyau initial	→ noyau final	+ positon
charge Ze	→ $(Z-1)e$	+ e
cortège électronique initial	→ cortège électronique final	+ 1 électron
charge $-Ze$	→ $-(Z-1)e$	− e

Il y a donc apparition d'un positon provenant du noyau et d'un électron en excès dans le cortège électronique.

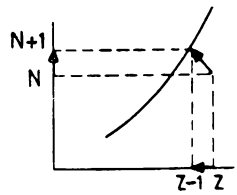


Fig. III-42

2° *Une capture d'électron K (parfois L).*

Un électron périphérique K est capturé par le noyau:

$$\underset{\text{proton du noyau}}{{}^{1}_{0}p} + \underset{\text{électron K}}{{}^{0}_{-1}e} \rightarrow \underset{\text{neutron}}{{}^{1}_{0}n} + \underset{\text{neutrino}}{{}^{0}_{0}\nu}$$

Le neutrino est nécessaire pour la conservation du moment cinétique.

Comme avec la radioactivité β^+, Z diminue d'une unité, N augmente d'une unité, A ne change pas. Exemple:

$$\underset{\text{électron K}}{{}^{7}_{4}Be + {}^{0}_{-1}e} \rightarrow \underset{\text{excité}}{{}^{7}_{3}Li^*} \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \underset{\text{photon X}}{h\nu}.$$

En 1936, Yukawa et Sakata avaient prévu la capture K, c'est en 1937 qu'elle fut découverte par Alvarez chez le vanadium:

$$\underset{\text{électron K}}{{}^{48}_{23}V + {}^{0}_{-1}e} \rightarrow {}^{48}_{22}Ti + \text{photon X}.$$

Les rayons X émis montrent l'existence de la capture K. Une telle capture a d'autant plus de chance de se produire que la charge du noyau initial est plus grande car l'orbite K passe alors plus près du noyau. Par suite, chez les éléments lourds, la capture K l'emporte de loin sur la radioactivité β^+.

3° *Une radioactivité* α.

On a observé à Berkeley une radioactivité α chez des isotopes des lanthanides, de l'or et du mercure.

III-2.3. Possibilité d'existence de plusieurs processus radioactifs pour un même nuclide.

Suivant son excitation, un nuclide peut se désintégrer de différentes manières, mais si l'excitation est suffisante plusieurs possibilités existent parallèlement.

Par exemple, un même nuclide peut subir soit la capture K soit la radioactivité β^+:

$$^{48}_{23}\mathrm{V} + \underset{\text{électron K}}{^{0}_{-1}\mathrm{e}} \rightarrow {}^{48}_{22}\mathrm{Ti} \text{ (capture K)},$$

$$^{48}_{23}\mathrm{V} \rightarrow {}^{48}_{22}\mathrm{Ti} + {}^{0}_{+1}\mathrm{e} \text{ (radioactivité } \beta^+).$$

Ces deux processus sont mis en évidence par l'inégalité des périodes de désintégration, et par les rayons X émis lorsque la lacune de la couche K est comblée par un électron L.

Il arrive aussi qu'un nuclide puisse subir soit la radioactivité β^+ soit la radioactivité β^-:

$$^{64}_{29}\mathrm{Cu} \rightarrow {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + {}^{64}_{30}\mathrm{Zn}, \quad E_{max} = 0{,}57 \text{ MeV};$$

$$^{64}_{29}\mathrm{Cu} \rightarrow {}^{0}_{+1}\mathrm{e} + {}^{64}_{28}\mathrm{Ni}, \quad E_{max} = 0{,}66 \text{ MeV}.$$

Un nuclide obtenu artificiellement peut être si excité qu'un seul processus de désintégration ne suffise pas à donner un noyau stable.

Par exemple:

$$^{17}_{7}\mathrm{N}^* \rightarrow \beta^- + {}^{17}_{8}\mathrm{O}^*,$$

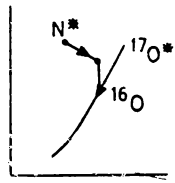


Fig. III-43

suivi de:

$$^{17}_{8}\mathrm{O}^* \rightarrow {}^{16}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}$$

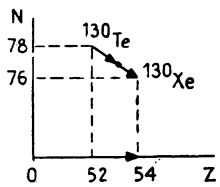


Fig. III-44

Une double désintégration β^- n'est pas encore établie avec certitude, il semble probable qu'un exemple existe:

$$^{130}_{52}\mathrm{Te} \rightarrow \beta^- + \beta^- + {}^{130}_{54}\mathrm{Xe}.$$

CHAPITRE IV

TRANSMUTATIONS NUCLÉAIRES PROVOQUÉES

IV-1. **Généralités.**

L'expérience montre qu'aucune réaction nucléaire ne se produit lorsque deux atomes viennent au contact. C'est qu'en effet la distance de leurs noyaux est alors de l'ordre de 2 Å (soit $2 \cdot 10^{-10}$ m) tandis que la dimension d'un noyau est environ 100 000 fois plus faible ($1{,}5 \cdot 10^{-15}\ A^{1/3}$ m).

Par suite de la répulsion électrostatique, pour amener deux protons au contact il faut dépenser une énergie de l'ordre de 1 MeV (énergie: $e/4\pi\varepsilon_0 r$ électrons-volts). Si l'on veut faire pénétrer dans un noyau de charge Ze et de rayon R une particule de charge ze et de rayon r, il faut donner à celle-ci une énergie cinétique supérieure à $zZe/4\pi\varepsilon_0(r+R)$ électrons-volts. La pénétration d'une particule dans un noyau est donc d'autant plus difficile qu'il s'agit d'un noyau plus lourd et d'une particule plus chargée.

Dans les premières expériences de transmutation (Rutherford, Irène Curie et Joliot), on ne disposait comme projectiles que des particules α et des photons γ issus des éléments radioactifs naturels. Ces expériences eurent surtout pour cibles des éléments relativement légers.

Depuis lors, la découverte du neutron, qui n'est pas soumis à la répulsion de Coulomb, a permis, même chez les noyaux lourds, de très nombreuses transmutations.

D'autre part, l'emploi d'ions: p, d, α, Li^+ ... artificiellement accélérés avec un Van de Graaff, avec un cyclotron puis avec les grands accélérateurs a complètement changé l'aspect de la question, puisque les énergies cinétiques disponibles peuvent maintenant dépasser 10^9 eV alors que les énergies des particules α naturelles ne dépassaient guère 10^7 eV.

IV-2. **Prévision de la possibilité d'une transmutation.**

IV-2.1. **Bilan énergétique.**

La plupart des transmutations sont de la forme:

$$\underset{\text{cible}}{\text{noyau}} + \underset{\text{projectile}}{\text{particule}} \rightarrow \underset{\text{émise}}{\text{particule}} + \underset{\text{final}}{\text{noyau}} \qquad (1)$$

on les écrit en abrégé:

noyau cible (projectile, particule émise), noyau final.

Par exemple, la première transformation observée par Rutherford fut:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + \alpha \rightarrow \mathrm{p} + {}^{17}_{8}\mathrm{O};$$

le projectile est la particule α, la particule émise est un proton. On l'écrit donc:

$$^{14}_{7}\mathrm{N}\ (\alpha, \mathrm{p})\ {}^{17}_{8}\mathrm{O}.$$

D'une manière générale, nous avons:

	noyau cible	+	particule projectile	→	particule émise	+	noyau final
masse au repos	M_1		M_2		M_3		M_4
énergie cinétique	0		E_2		E_3		E_4

La conservation de l'ensemble énergie-masse donne:

$$c^2M_1 + c^2M_2 + E_2 = c^2M_3 + E_3 + c^2M_4 + E_4.$$

L'énergie nucléaire libérée est:

$$Q = E_3 + E_4 - E_2 = c^2(M_1 + M_2 - M_3 - M_4).$$

E_2 est connu avant d'essayer de produire la réaction, par exemple par mesure de parcours dans une chambre de Wilson, ou par le calcul s'il s'agit d'un ion accéléré par un appareil donné.

E_3 et E_4 sont connus par les longueurs de parcours à la chambre de Wilson.

Une transmutation donnant Q positif est, tout comme une réaction chimique, appelée exothermique. Elle est dite endothermique si Q est négatif. Comme E_3 et E_4 ne peuvent être que positifs ou nuls, en écrivant que $E_3+E_4 = E_2+Q$ est positif on voit qu'une transmutation endothermique ne pourra se produire que si E_2 est suffisant. Il faut:

$$E_2 > -Q$$

ou:

$$E_2 \geqslant c^2(M_3 + M_4 - M_1 - M_2).$$

La transmutation endothermique exige donc des particules projectiles d'énergie cinétique suffisante, il y a un seuil d'énergie, au-dessous duquel la réaction ne peut se produire.

Par contre, une transmutation exothermique, $Q > 0$, peut se produire même avec des particules lentes.

La prévision, a priori, de la possibilité de réaliser une transmutation donnée, se fait en calculant Q par:

$$Q/c^2 = M_1 + M_2 - M_3 - M_4;$$

les masses M utilisées peuvent être non pas celles des noyaux mais celles des atomes correspondants puisqu'il suffit de tenir compte de ce que dans (1) le nombre d'électrons est le même dans les deux membres. Les mesures effectuées au spectrographe de masse permettent donc aisément de calculer Q.

Réciproquement, lorsque la masse M_4 du noyau final n'est pas connue par mesure directe au spectrographe de masse (par exemple lorsqu'il est radioactif et de période trop courte, ou que la réaction se fait avec une trop faible proportion de noyaux transmutés) on obtient avec précision M_4 par:

$$M_4 = M_1 + M_2 - M_3 - Q/c^2,$$

$Q = E_3 + E_4 - E_2$ étant déterminé à la chambre de Wilson par exemple.

IV-2.2. **Exemples de calculs de Q.**

a) *Réaction exothermique*:

$$^{10}_{5}B\,(\alpha, p)\,^{13}_{6}C.$$

Pour tenir compte de la conservation de la charge électrique, $^{13}_{6}C$ doit être ionisé une fois:

$$^{10}_{5}B + {}^{4}_{2}He^{++} \rightarrow {}^{1}_{1}H^{+} + {}^{13}_{6}C^{+};$$

ajoutons, dans chaque membre, 2 électrons. On obtient la réaction fictive:

$$^{10}_{5}B + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{13}_{6}C.$$

les masses sont:

$$\begin{array}{cccccc} M_1 & + & M_2 & = & M_3 & + & M_4 & + Q_{u.m.a.} \\ 10{,}01611 & + & 4{,}003874 & = & 1{,}008144 & + & 13{,}00749 & + Q, \end{array}$$

d'où:

$Q = 14{,}01998 - 14{,}01563 = 0{,}00435$ u.m.a. $= 931 \cdot 0{,}00435 = 4{,}05$ MeV; les expériences ont donné $Q = 4{,}07$ MeV et 3,9 MeV, donc un bon accord avec la valeur calculée 4,05.

b) *Réaction endothermique*:

$$^{12}_{6}C\,(\alpha, p)\,^{15}_{7}N \quad \text{ou} \quad {}^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He^{++} \rightarrow {}^{1}_{1}H^{+} + {}^{15}_{7}N^{+};$$

en ajoutant deux électrons fictifs on obtient:

$$\begin{array}{cccccc} {}^{12}_{6}C & + & {}^{4}_{2}He & \rightarrow & {}^{1}_{1}H & + & {}^{15}_{7}N \\ 12{,}00384 & + & 4{,}003874 & = & 1{,}008144 & + & 15{,}00488 + Q_{u.m.a.} \end{array}$$

d'où:

$16{,}00770 - 16{,}01302 = -0{,}00532$ u.m.a. $= -931 \cdot 0{,}00532$ MeV $= -4{,}96$ MeV.

Cette transmutation n'est possible que si les particules α ont une énergie cinétique dépassant 4,96 MeV.

IV-2.3. **Comparaison de l'énergie d'une transmutation et d'une réaction chimique.**

Q dépasse fréquemment 1 MeV, donc $1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{6} = 1{,}6 \cdot 10^{-23}$ joule par noyau transmuté et $6{,}02 \cdot 10^{23}\ 1{,}6 \cdot 10^{-13} \# 10^{11}$ joules par atome gramme.

La combustion de l'hydrogène:

$$2\,H_2 + O_2 \rightarrow 2\,H_2O + 136\ 000 \text{ calories},$$

libère $\frac{1}{2}$ 136 000 calories par atome gramme d'oxygène, ou

$$68\ 000 \cdot 4{,}18 = 2{,}84 \cdot 10^{5} \text{ joules}.$$

A masses en jeu comparables, une réaction nucléaire libère donc une énergie qui peut être un million de fois plus élevée que celle d'une réaction chimique.

IV-2.4. **Réactions inverses.**

Il existe en chimie, spécialement en chimie organique, de nombreuses réactions qui conduisent à un état d'équilibre, parce qu'elles sont limitées par la réaction inverse.

Par exemple, à température élevée:

$$2H_2 + O_2 \rightleftarrows 2H_2O.$$

En « chimie nucléaire », une transmutation peut changer de sens à condition de donner aux particules projectiles l'énergie cinétique appropriée.

Exemples:

1° ${}_1^1H + {}_0^1n \rightarrow \gamma + {}_1^2H + 2{,}23$ MeV (conversion interne de ${}_1^2H^* \rightarrow {}_1^2H + h\nu$)

et:

$${}_1^2H + \gamma \rightarrow {}_0^1n + {}_1^1H \text{ (photodésintégration du deuton)}$$

qui n'a lieu que si l'énergie du photon γ dépasse 2,23 MeV (réactions que l'on peut écrire ${}_1^1H\ (n, \gamma)\ {}_1^2H$ et ${}_1^2H\ (\gamma, n)\ {}_1^1H$).

2° ${}_{13}^{27}Al\ (p, \alpha)\ {}_{12}^{24}Mg$ et ${}_{12}^{24}Mg\ (\alpha, p)\ {}_{13}^{27}Al$;

la première réaction se fait en bombardant une cible en aluminium avec des protons, la seconde en bombardant une cible de magnésium avec des rayons α.

Considérons une réaction:

$A + a \rightarrow b + B + Q$, où la section efficace est σ_a,

et la réaction inverse:

$B + b \rightarrow a + A - Q$, où la section efficace est σ_b.

Fermi a donné la valeur de σ_a/σ_b. Ce rapport a une expression très simple lorsque ni a, ni A, ni b, ni B n'ont de spin; alors:

$$\sigma_a/\sigma_b = M_a W_a / M_b W_b,$$

où M_a et M_b sont les masses réduites des deux particules a et A et b et B, W_a et W_b leurs énergies cinétiques calculées dans un système de coordonnées lié à leur centre de gravité:

$$W_a + Q = W_b.$$

La réaction inverse d'une réaction exothermique est endothermique et ne peut se produire qu'avec des particules d'énergie cinétique supérieure au seuil Q.

Par exemple:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + p \rightarrow \alpha + {}^{24}_{12}\mathrm{Mg} + 1{,}613 \text{ MeV}$$

est exothermique ($Q = +1{,}613$ MeV) et se produit même avec des protons de faible vitesse.

Par contre la réaction inverse est endothermique:

$$^{24}_{12}\mathrm{Mg} + \alpha \rightarrow p + {}^{27}_{13}\mathrm{Al} - 1{,}613 \text{ MeV},$$

et ne se produit que si l'énergie cinétique des particules α bombardant le magnésium dépasse 1,613 MeV.

IV-3. **Sections efficaces.**

La connaissance de l'énergie Q mise en jeu dans une réaction nucléaire permet de savoir si celle-ci est exo- ou endothermique. Dans ce dernier cas (Q négatif), la réaction n'a lieu que si les particules projectiles ont une énergie cinétique supérieure à $|Q|$. La connaissance de Q nous dit si une réaction nucléaire est ou non possible avec des particules d'énergie cinétique donnée, mais pour connaître le rendement d'une transmutation, c'est la section efficace qu'il faut connaître.

On a maintenant étudié, en fonction de l'énergie E de la particule incidente, la section efficace que lui présentent de nombreux noyaux cibles et tracé expérimentalement les courbes (σ, E).

Ces courbes présentent des pics, souvent très aigus, lorsque E est égal à la différence entre l'énergie du noyau intermédiaire (v. § IV-4) dans

un de ses états excités et l'énergie de ce noyau dans l'état non excité (v. 2ème partie, § II-7.2.3.3. et § V-5). Si nous ne tenons pas compte de ces phénomènes de résonance, on peut dire qualitativement que σ varie de la manière suivante (1).

A. — Bombardement par des neutrons.

1° *Réaction exothermique.*

Aux basses énergies des neutrons, σ est inversement proportionnel à leur vitesse, donc est proportionnel à $1/\sqrt{E}$. Aux hautes énergies, σ tend vers la « section géométrique » πR^2 du noyau bombardé. Exemples: des réactions du type (n, α) (n, p) (n, γ) (n, fission).

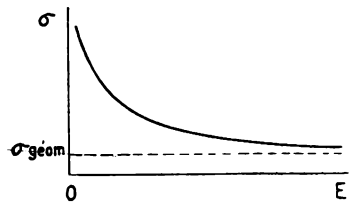


Fig. III-45

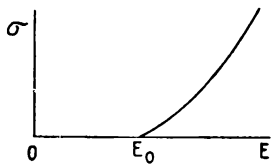


Fig. III-46

2° *Réaction endothermique avec expulsion de particules chargées.*

Exemples:

(n, α) (n, p),

il y a seuil d'énergie, E_0.

3° *Réaction endothermique où le noyau est laissé dans un état excité.*

Au voisinage de l'énergie seuil E_0:

$$\sigma \approx \sqrt{E - E_0}.$$

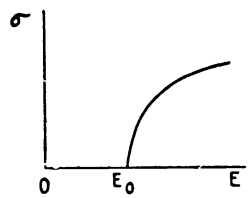


Fig. III-47

B. — Bombardement par des particules chargées.

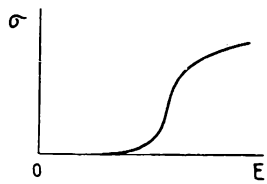


Fig. III-48

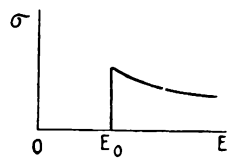


Fig. III-49

(1) Voir E. FERMI, *Nuclear Physics*, p. 144-145, Univ. Chicago Press, 1951.

1° *Réaction exothermique.*

$$\sigma \approx \frac{1}{\sqrt{E}}\, e^{-\alpha/\sqrt{E}}$$

α étant une constante (Fig. III-48).

2° *Réaction endothermique* (Fig. III-49).

IV-4. **Théorie du noyau intermédiaire.**

En 1936, Bohr et indépendamment Breit et Wigner émirent l'idée que dans une réaction nucléaire

$$\underset{\text{noyau cible}}{A} + \underset{\text{particule projectile}}{a} \rightarrow \underset{\text{particule émise}}{b} + \underset{\text{noyau final}}{B}$$

Il y a création transitoire d'un noyau composé par *l'addition* de A et a:

$$A + a \rightarrow (A + a).$$

Ce noyau, appelé noyau composé, ou noyau intermédiaire, peut avoir une vie assez longue puis il se désintègre en:

$$(A + a) \rightarrow b + B.$$

On entend par vie assez longue une vie de 10^{-13} à 10^{-19} seconde, donc beaucoup plus longue que le temps, de l'ordre de 10^{-22} s que mettrait la particule a à parcourir le diamètre de noyau A.

Exemple:

Une des premières réactions trouvées par Irène Curie et Joliot fut:

$$^{10}_{5}B\ (\alpha, n)\ ^{13}_{7}N.$$

On la considère maintenant comme ayant lieu en deux étapes:
une réaction d'addition:

$$^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{14}_{7}N^*,$$

puis ce noyau intermédiaire excité d'azote disparaît:

$$^{14}_{7}N^* \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{13}_{7}N.$$

Ce qui a longtemps beaucoup gêné l'interprétation des transmutations nucléaires est qu'un noyau intermédiaire peut très souvent disparaître de plusieurs façons différentes.

C'est ainsi que les noyaux excités $^{14}N^*$ peuvent disparaître de 4 manières différentes se produisant en parallèle:

$$\begin{cases} ^{14}_{7}N^* \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{13}_{7}N \\ ^{14}_{7}N^* \rightarrow p + ^{13}_{6}C \quad 1' \\ ^{14}_{7}N^* \rightarrow d + ^{12}_{6}C \quad 2' \\ ^{14}_{7}N^* \rightarrow \alpha + ^{10}_{5}B \quad 3' \end{cases}$$

Il est extrêmement fréquent qu'un noyau intermédiaire puisse être obtenu de plusieurs manières différentes, ce qui est commode comme confirmation de son existence.

C'est ainsi que $^{14}_{7}N^*$ peut être produit par:

$$\begin{cases} p + {}^{13}_{6}C \quad {}^{14}_{7}N^* & 1 \\ d + {}^{12}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N^* & 2 \\ \alpha + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{14}_{7}N^* & 3 \end{cases}$$

Les « voies d'entrée » 1, 2, 3 sont les réactions inverses des « voies de sortie » 1′, 2′, 3′.

Autre exemple: $^{27}_{13}Al^*$ formé par $^{23}_{11}Na+\alpha$, $^{25}_{12}Mg+d$, $^{26}_{12}Mg+p$, $^{27}_{13}Al+\gamma$.

Un exemple bien étudié est le noyau excité du zinc 65:

Deux modes de création $\begin{cases} {}^{64}_{30}Zn + n \\ {}^{63}_{29}Cu + d \end{cases} \rightarrow {}^{65}_{30}Zn^*$ $\begin{cases} \rightarrow {}^{65}_{30}Zn + \gamma \\ \rightarrow {}^{64}_{30}Zn + n \\ \rightarrow {}^{64}_{29}Cu + p \\ \rightarrow {}^{63}_{30}Zn + 2n \\ \rightarrow {}^{63}_{29}Cu + d \\ \rightarrow {}^{62}_{29}Cu + t \\ \rightarrow {}^{61}_{28}Ni + \alpha \end{cases}$ sept modes de transformation parallèles connus en 1955.

Ici les deux voies d'entrée trouvent leurs homologues dans la 2ème et la 5ème voies de sortie. Les proportions des particules émises dans les différentes voies de sortie sont les mêmes pour les deux voies d'entrée. Il existe donc bien un noyau intermédiaire ($^{65}_{30}Zn^*$).

IV-5. **Effets de résonance dans la formation du noyau composé.**

L'expérience montre que la section efficace de transmutation de certains noyaux bombardés par des neutrons (1), des particules α ou des protons présente des maxima très aigus à certaines énergies des particules incidentes.

Considérons deux réactions, inverses l'une de l'autre, par exemple: $^{27}_{13}Al$ (p, α) $^{24}_{12}Mg$ et $^{24}_{12}Mg$ (α, p) $^{27}_{13}Al$ (fig. III-50), les pics se trouvent décalés de 1,613 MeV (2). L'identité de forme des courbes, bien que les projectiles soient pour l'une des protons, pour l'autre des rayons α, prouve qu'elles ont la même cause: une « résonance » du noyau intermédiaire $^{28}_{14}Si$. La mécani-

(1) Voir p. 231.

(2) σ est déterminé par comptage des particules produites par la réaction nucléaire ou mesure de l'intensité des rayons γ émis.

que ondulatoire montre que les pics de (σ, E) ont lieu aux énergies E égales aux valeurs (quantifiées) des énergies d'excitation du noyau intermédiaire. L'expérience qui donne (1) la courbe (σ, E) permet donc par repérage des pics de connaître les niveaux d'énergie du noyau intermédiaire excité.

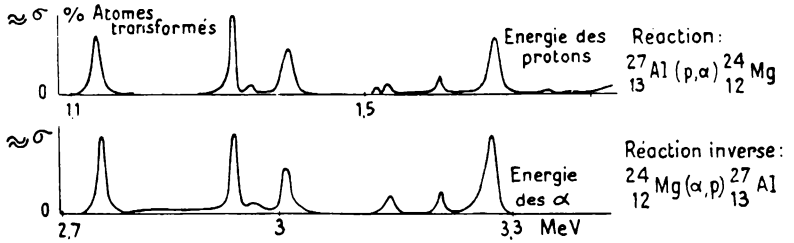


Fig. III-50

Une formule théorique due à Breit et Wigner donne σ dans le cas simple où les particules incidentes sont des neutrons et où le noyau intermédiaire n'offre qu'une résonance.

Dans le cas d'une réaction, (n, γ) cette formule (2) peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{(E/E_0)^{-1/2}}{4\,(E-E_0)^2/\Gamma^2+1}$$

où
- σ_0 est la valeur de σ au sommet du pic,
- E_0 est l'énergie à laquelle se produit le maximum σ_0 de σ,
- Γ est la somme des largeurs Γ_a et Γ_b du niveau excité du noyau intermédiaire, où:
- Γ_a est due à la probabilité de la réaction (n, γ) et
- Γ_b à la probabilité de la réaction inverse (γ, n).

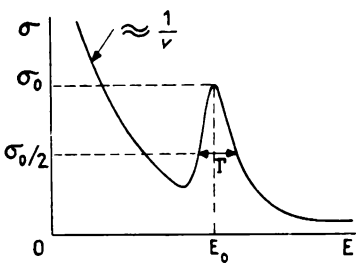


Fig. III-51

Le principe d'indétermination conduit à:

$$\Gamma_a = h/\tau_a, \quad \Gamma_b = h/\tau_b,$$

τ_a et τ_b étant les durées de vie du niveau excité en admettant que seul peut avoir lieu (n, γ) ou (γ, n).

Tant que $E \ll E_0$, $\dfrac{\sigma}{\sigma_0} \approx \dfrac{1}{\sqrt{E}}$ ou $\sigma \approx \dfrac{1}{v}$, la section efficace est inversement

(1) Figure d'après S. G. KAUFMANN, E. GOLDBERG, L. J. KOESTER et F. P. MOORING, *Phys. Rev.*, 88, p. 673, 1952.

(2) G. BREIT et E. WIGNER, *Physical Review*, 49, 1936, p. 519.

proportionnelle à la vitesse, puis σ augmente et décrit une courbe pointue de largeur Γ à mi-hauteur analogue aux courbes de réponse des circuits résonants. σ_0 est calculable par la mécanique ondulatoire à partir de la transparence de la barrière de potentiel nucléaire et des moments cinétiques du noyau composé et des particules incidente et émise.

IV-6. Classification des transmutations.

Il est bien difficile de donner une classification des transmutations provoquées car on en connaît plusieurs centaines et on en trouve chaque jour de nouvelles. Les premières transmutations utilisaient comme projectiles les particules α des produits radioactifs naturels puis les neutrons éjectés par ces particules frappant une feuille de Be. Aujourd'hui, on peut provoquer toutes ces transmutations et beaucoup d'autres avec les ions issus des grands accélérateurs de particules: cyclotron, synchrocyclotron, synchrotron à protons. Il faudrait plusieurs volumes pour examiner en détail l'ensemble de ces réactions.

Une classification assez naturelle consiste à grouper d'abord séparément les transmutations produites par les particules chargées et celles produites par les particules neutres:

particules chargées	p protons d deutons t tritons α hélions ions plus lourds: Li, C... mésons.	particules neutres	photons γ n neutron

Ensuite, pour une particule projectile donnée, on groupera les réactions qui donnent une même particule émise, par exemple: réactions (p, n) (p, d) ... Il faut toutefois remarquer qu'une même particule frappant un noyau donné peut provoquer plusieurs transmutations «compétitives» et que les probabilités de ces transmutations changent avec l'énergie de la particule projectile.

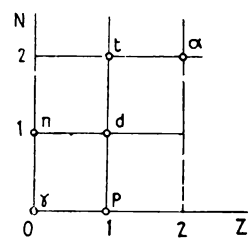


Fig. III-52

Avant d'examiner quelques exemples, nous allons montrer sur la représentation géométrique (Z, N), la richesse de ces phénomènes.

Les particules projectiles usuelles (γ, n, p, d, **t**, α) sont figurées ci-contre sur un diagramme (Z, N). Considérons la réaction

$$A+a \rightarrow (A+a) \rightarrow b+B.$$

La particule projectile a est représentée par un point a du plan ZON et la particule éjectée par le point b. Le noyau cible A est figuré par le point A (Z, N) du plan ZON. Le noyau composé (A+a) s'obtient en portant à partir de A un vecteur égal à $\overrightarrow{Oa}$.

Le noyau final B s'obtient en retranchant un vecteur $\overrightarrow{Ob}$ à partir du noyau composé (A+a) (Fig. III-53 en haut).

On peut dire que la réaction

$$A+a \rightarrow b+B$$

est représentée par le vecteur $\overrightarrow{AB}$ et la réaction inverse $B+b \rightarrow a+A$ par le vecteur $\overrightarrow{BA}$. Ce noyau composé (b+B) est identique à (a+A).

Supposons que l'on bombarde A par des particules b, il arrive très souvent que des particules a soient éjectées. Il se forme un noyau final C: au lieu de A (a, b) B, nous avons A (b, a) C. En ajoutant:

$$2A+a+b = a+b+B+C,$$

on montre que le point représentant le noyau C est symétrique de B par rapport à A (Fig. III-53 en bas).

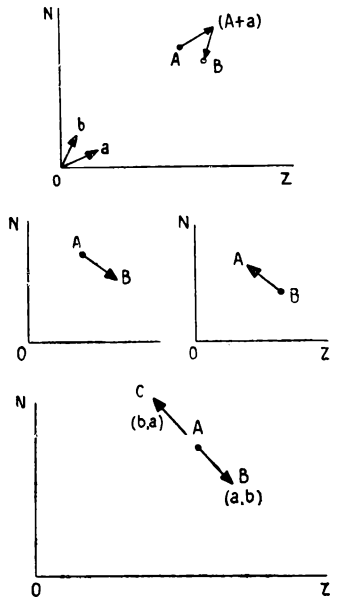
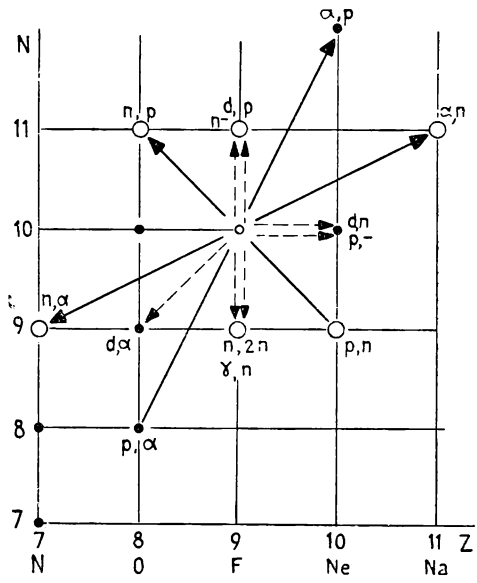


Fig. III-53



Transmutations de l'atome de fluor $^{19}_{9}F$.

Les réactions symétriques l'une de l'autre sont indiquées par des flèches pleines (par exemple $^{19}_{9}F(n,\alpha)\ ^{16}_{7}N^*$ et $^{19}_{9}F(\alpha, n)\ ^{22}_{11}Na^*$.

Les noyaux stables sont indiqués par des points pleins, les noyaux radioactifs par des cercles.

Fig. III-54

On voit fig. III-54 qu'une même transformation peut être provoquée de deux manières différentes. Par exemple:

$^{19}_{9}F$ (n, 2n) $^{18}_{9}F$

et:

$^{19}_{9}F$ (γ, n) $^{18}_{9}F$

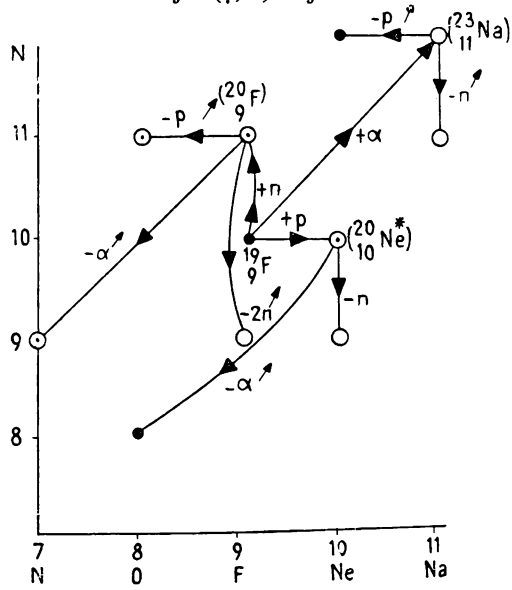


Fig. III-55

On a représenté la formation de 3 noyaux intermédiaires:

($^{20}_{9}F$) par addition d'un neutron à $^{19}_{9}F$,

($^{20}_{10}Ne$) par addition d'un proton,

($^{23}_{11}Na$) par addition d'un α.

Pour chaque noyau composé, on a représenté les différentes désintégrations possibles Les particules émises sont précédées du signe —.

On voit également qu'une particule incidente forme un noyau composé qui peut disparaître par plusieurs transmutations compétitives; par exemple un neutron peut provoquer (n, α) (n, p) (n, -) (n, 2n), un proton peut provoquer (p, -) (p, n) (p, α). Les réactions (n, -) et (p, -) sont simplement des réactions d'addition sans émission de particule.

IV-7. Transmutations où le noyau n'émet que des particules légères.

Nous allons d'abord examiner un certain nombre de transmutations où le noyau composé n'émet qu'une ou plusieurs particules légères (de masse ne dépassant pas 4 u.m.a.).

IV-7.1. **Choc inélastique avec formation d'un noyau isomère.**

La particule projectile et la particule émise sont de même nature:

Exemples:

$$\begin{cases} {}^{115}_{49}\mathrm{In}\ (\mathrm{p,p})\ {}^{115}_{49}\mathrm{In}^{*}\ \text{excité} \\ {}^{115}_{49}\mathrm{In}\ (\mathrm{n,n})\ {}^{115}_{49}\mathrm{In}^{*} \\ {}^{115}_{49}\mathrm{In}\ (\alpha,\alpha)\ {}^{115}_{49}\mathrm{In}^{*} \end{cases}$$

puis:

$${}^{115}_{49}\mathrm{In}^{*} \rightarrow \gamma + {}^{115}_{49}\mathrm{In}$$

IV-7.2. **Transmutations provoquées par des particules chargées.**

Réactions obtenues avec des protons:

(p, γ) Exemples:

formation d'un noyau stable

$$\begin{cases} {}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{3}_{2}\mathrm{He},\ 6{,}3\ \mathrm{MeV} \\ {}^{3}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \\ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{10}_{5}\mathrm{B} \\ {}^{11}_{5}\mathrm{B} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{12}_{6}\mathrm{C} \\ {}^{13}_{6}\mathrm{C} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \end{cases}$$

formation d'un noyau radioactif

$$\begin{cases} {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*},\ 17{,}2\ \mathrm{MeV} \\ {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{13}_{7}\mathrm{N}^{*} \\ {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \mathrm{p} \rightarrow \gamma + {}^{15}_{8}\mathrm{O}^{*} \end{cases}$$

(p, n)

Il se forme un noyau radioactif

$$\begin{cases} {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{7}_{4}\mathrm{Be}^{*} - 1{,}62\ \mathrm{MeV}\ (\text{endoth.}) \\ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{9}_{5}\mathrm{B}^{*} - 1{,}83\ \mathrm{MeV} \end{cases}$$

Les réactions (p, n) données par des protons de grande énergie (350 MeV), ont été utilisées pour produire des neutrons.

(p,d) $\quad {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + {}^{8}_{3}\mathrm{Be}^{*} + 0{,}54\ \mathrm{MeV}$

(p,α) formation d'un noyau stable

$$\begin{cases} {}^{6}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow \alpha + {}^{3}_{2}\mathrm{He} + 3{,}72\ \mathrm{MeV} \\ {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow \alpha + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 17\ \mathrm{MeV} \\ \text{(très bon rendement, première transmutation réalisée avec des ions accélérés)} \\ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{p} \rightarrow \alpha + {}^{6}_{3}\mathrm{Li} + 2{,}1\ \mathrm{MeV} \end{cases}$$

formation d'un noyau radioactif

$$\begin{cases} {}^{10}_{5}\mathrm{B} + \mathrm{p} \rightarrow \alpha + {}^{7}_{4}\mathrm{Be}^{*} + 1{,}1\ \mathrm{MeV} \\ {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \mathrm{p} \rightarrow \alpha + {}^{11}_{6}\mathrm{C}^{*} + 4{,}96\ \mathrm{MeV} \end{cases}$$

Réactions obtenues avec des deutons:

(d,γ)

$$\begin{cases} {}^{1}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{d} \rightarrow \gamma + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \\ {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \mathrm{d} \rightarrow \gamma + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \end{cases}$$

(d,n)

formation d'un noyau stable

$$\begin{cases} {}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{3}_{2}\mathrm{He} + 3{,}2\ \mathrm{MeV} \\ {}^{3}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 17{,}6\ \mathrm{MeV} \\ {}^{19}_{9}\mathrm{F} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{20}_{10}\mathrm{Ne} + 10{,}8\ \mathrm{MeV} \end{cases}$$

formation d'un noyau radioactif

$${}^{10}_{5}\mathrm{B} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{11}_{6}\mathrm{C}^{*} + 6{,}1\ \mathrm{MeV}$$

(d,p)

$$\begin{cases} {}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} + 3{,}98\ \mathrm{MeV} \\ {}^{10}_{5}\mathrm{B} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + {}^{11}_{5}\mathrm{B} + 9{,}14\ \mathrm{MeV} \\ {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + {}^{13}_{6}\mathrm{C} + 2{,}71\ \mathrm{MeV} \\ {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + {}^{8}_{3}\mathrm{Li}^{*} - 0{,}2\ \mathrm{MeV} \\ {}^{23}_{11}\mathrm{Na} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + {}^{24}_{11}\mathrm{Na} \\ {}^{31}_{15}\mathrm{P} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + {}^{32}_{15}\mathrm{P} \end{cases}$$

Ces réactions sont interprétées par Oppenheimer et Phillips en admettant que le neutron du deuton pénètre dans le noyau cible, le proton étant chassé par répulsion électrostatique.

(d,t)

$${}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{t} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 3{,}98\ \mathrm{MeV}$$

(identique à la réaction précédente ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ (d,p) ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$)

(d, α)

$$\begin{cases} {}^{6}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{d} \rightarrow \alpha + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 22{,}2\ \mathrm{MeV} \\ {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{d} \rightarrow \alpha + {}^{5}_{2}\mathrm{He}^{*} + 12{,}7\ \mathrm{MeV} \\ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{d} \rightarrow \alpha + {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + 7{,}19\ \mathrm{MeV} \\ {}^{11}_{5}\mathrm{B} + \mathrm{d} \rightarrow \alpha + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + 8{,}13\ \mathrm{MeV} \end{cases}$$

(d,2n)

$$\begin{cases} {}^{44}_{20}\mathrm{Ca} + \mathrm{d} \rightarrow 2\mathrm{n} + {}^{44}_{21}\mathrm{Sc}^{*} \\ {}^{65}_{29}\mathrm{Cu} + \mathrm{d} \rightarrow 2\mathrm{n} + {}^{65}_{30}\mathrm{Zn}^{*} \end{cases}$$

Réactions obtenues avec des tritons:

(t,γ)

$$\begin{cases} {}^{1}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{t} \rightarrow \gamma + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \\ {}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{t} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 17{,}8\ \mathrm{MeV} \\ {}^{3}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{t} \rightarrow 2\mathrm{n} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \end{cases}$$

Réactions obtenues avec des particules α:

(α, γ) non observé
(α, n)

$^{7}_{3}\mathrm{Li} + \alpha \rightarrow \mathrm{n} + {}^{10}_{5}\mathrm{B}$

$^{9}_{4}\mathrm{Be} + \alpha \rightarrow \mathrm{n} + {}^{12}_{6}\mathrm{C}$

découverte du neutron par Chadwick.

$^{27}_{13}\mathrm{Al} + \alpha \rightarrow \mathrm{n} + {}^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} - 2{,}93\ \mathrm{MeV}$

découverte de la radioactivité artificielle par Joliot et Irène Curie.

(α, p) réactions très fréquentes

$^{10}_{5}\mathrm{B} + \alpha \rightarrow \mathrm{p} + {}^{13}_{6}\mathrm{C} + 3{,}7\ \mathrm{MeV}$

$^{11}_{5}\mathrm{B} + \alpha \rightarrow \mathrm{p} + {}^{14}_{6}\mathrm{C}^{*} + 0{,}66\ \mathrm{MeV}$

(α, d)

$^{32}_{16}\mathrm{S} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{34}_{17}\mathrm{Cl}^{*}$

puis $^{34}_{17}\mathrm{Cl}^{*} \rightarrow \mathrm{e}^{+} + {}^{34}_{16}\mathrm{S}$

IV-7.3. **Transmutations provoquées par des particules non chargées.**

Réactions obtenues avec les photons:

Un photon γ frappant un noyau en expulse facilement un proton ou un neutron, le maximum de probabilité ayant lieu aux énergies comprises entre 20 et 30 MeV.

(γ,p) $^{7}_{3}\mathrm{Li} + \gamma \rightarrow \mathrm{p} + {}^{6}_{2}\mathrm{He}^{*}$ puis $^{6}_{2}\mathrm{He}^{*} \rightarrow \mathrm{e}^{-} + {}^{6}_{3}\mathrm{Li}$

$^{26}_{12}\mathrm{Mg} + \gamma \rightarrow \mathrm{p} + {}^{25}_{11}\mathrm{Na}^{*}$ puis $^{25}_{11}\mathrm{Na}^{*} \rightarrow \mathrm{e}^{-} + \gamma + {}^{25}_{12}\mathrm{Mg}$

(γ,n) $^{2}_{1}\mathrm{H} + \gamma \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}.$

Cette photodissociation du deutérium a servi à mesurer la masse du neutron. Dans les expériences de Chadwick et Goldhaber, les photons γ issus de ThC″ avaient une énergie de 2,62 MeV, l'énergie cinétique du proton formé, mesurée à la chambre de Wilson était de 0,217 MeV, celle du neutron lui est égale.

On avait donc, puisque 1 MeV → (1/931) u.m.a.:

$$m_{\mathrm{m}} + 2{,}62/931 = m_{\mathrm{n}} + m_{\mathrm{p}} + 2 \times 0{,}217/931.$$

m_{m} et m_{p} sont connus par le spectrographe de masse, on peut donc trouver m.

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*} - 1{,}63\ \mathrm{MeV}$$

$$^{16}_{8}\mathrm{O} + \gamma \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{15}_{8}\mathrm{O}^{*}$$

On connait également des réactions (γ, α) et même la réaction $^{12}_{6}\mathrm{C}$ (γ, 3α) où le noyau de carbone est désintégré en trois particules α.

Réactions obtenues avec des neutrons:

(n,γ) $^{1}_{1}H + {}^{1}_{0}n \rightarrow \gamma + {}^{2}_{1}H + 2{,}23$ MeV

$^{19}_{9}F + {}^{1}_{0}n \rightarrow \gamma + {}^{20}_{9}F^{*}$ $\quad {}^{20}_{9}F^{*} \rightarrow e^{-} + {}^{20}_{10}Ne$

La suite de réactions suivantes a amené la découverte du neptunium et du plutonium:

$^{238}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow \gamma + {}^{239}_{92}U^{*}$ $\quad {}^{239}_{92}U^{*} \rightarrow e^{-} + {}^{239}_{93}Np^{*}$ $\quad {}^{239}_{93}Np^{*} \rightarrow e^{-} + {}^{239}_{94}Pu^{*}$

période: 23,31 minutes $\qquad$ 2,33 jours

(n,p) $\quad {}^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{14}_{6}C^{*}$

$\quad {}^{32}_{6}S + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{32}_{15}P^{*}$

(n,α) $\quad {}^{6}_{3}Li + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{4}_{2}\alpha + {}^{3}_{1}H^{*} + 4{,}7$ MeV

$\quad {}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{7}_{3}Li + 2{,}79$ MeV

Aux hautes énergies (vers 100 MeV), les neutrons peuvent produire des réactions de pick-up (p. 406).

Les réactions provoquées par les neutrons ont reçu la très importante application qu'est l'analyse par activation (p. 663).

Il faut noter ici la fission des noyaux lourds provoquée par un neutron (p. 410).

IV-7.4. **Réactions à moyenne énergie.**

La théorie du noyau composé est en général satisfaisante tant que l'énergie de la particule incidente ne dépasse guère 10 MeV. Dans ce cas, cette énergie se répartit entre tous les nucléons en leur donnant un mouvement collectif, avec éventuellement évaporation de nucléons. La vie du noyau composé est de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-16} s.

Quand l'énergie de la particule projectile est suffisante pour que le noyau intermédiaire soit suffisamment excité, son retour à l'état de repos peut se faire par émission de plus d'une particule légère (v. p. 325).

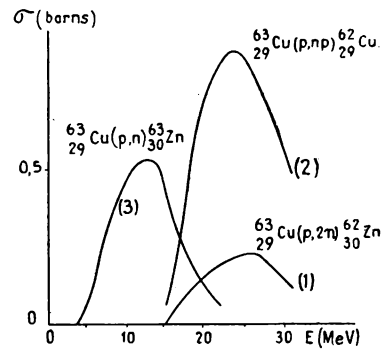


Fig. III-56

Sections efficaces correspondant aux réactions (1), (2), (3) en fonction de l'énergie E du proton incident.

Telles sont les réactions suivantes:

$$^{63}_{29}Cu + p \rightarrow {}^{64}_{30}Zn^{*} \qquad {}^{64}_{30}Zn^{*} \nearrow n + n + {}^{62}_{30}Zn \quad (1)$$

$$\searrow n + p + {}^{62}_{29}Cu \quad (2)$$

Le noyau excité de Zn se désintègre des deux manières ci-dessus et aussi par

$$^{64}_{30}\mathrm{Zn}^* \rightarrow \mathrm{n} + {}^{63}_{30}\mathrm{Zn} \qquad (3)$$

comme aux faibles énergies.

Le noyau $^{64}_{30}\mathrm{Zn}^*$ peut aussi être formé par:

$$^{60}_{28}\mathrm{Ni} + \alpha \rightarrow {}^{64}_{30}\mathrm{Zn}^*$$

et se désintègre encore par les réactions (1), (2), (3).

Il est tout à fait général que le nombre des particules émises croisse avec l'énergie de la particule incidente.

Ceci est bien montré en bombardant du bismuth par des protons d'énergie E croissante. Il se forme un noyau intermédiaire excité de polonium qui peut se désintégrer de 5 façons différentes.

$$^{209}_{83}\mathrm{Bi} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{210}_{84}\mathrm{Po}^* \begin{cases} \rightarrow {}^{210}_{84}\mathrm{Po} + \gamma \\ \rightarrow {}^{209}_{84}\mathrm{Po} + \mathrm{n} \\ \rightarrow {}^{208}_{84}\mathrm{Po} + 2\mathrm{n} \\ \rightarrow {}^{207}_{84}\mathrm{Po} + 3\mathrm{n} \\ \rightarrow {}^{206}_{84}\mathrm{Po} + 4\mathrm{n} \end{cases}$$

On voit ci-dessous que les sections efficaces varient avec E d'une manière qui favorise la production de nombreux neutrons aux énergies élevées.

Des deutons, des particules α, des neutrons peuvent aussi provoquer l'éjection de plusieurs particules:

Exemples:

$$^{65}_{29}\mathrm{Cu} + \underset{\text{deuton}}{{}^{2}_{1}\mathrm{H}} \rightarrow \underset{\text{2 neutrons}}{2\,{}^{1}_{0}\mathrm{n}} + {}^{65}_{30}\mathrm{Zn}^*$$

$^{148}_{60}\mathrm{Nd}$ (d,2n) $^{148}_{61}\mathrm{Pm}^*$ (C'est cette réaction qui a amené la découverte du prométhéum)

$^{238}_{92}\mathrm{U}$ (d,9n) $^{231}_{93}\mathrm{Np}^*$

$^{12}_{6}\mathrm{C}$ (n,2n) $^{11}_{6}\mathrm{C}^*$

$^{19}_{9}\mathrm{F}$ (γ,2n) $^{17}_{9}\mathrm{F}^*$

$^{14}_{7}\mathrm{N}$ (γ,p2n) $^{11}_{6}\mathrm{C}^*$

Aux énergies plus élevées, il ne se forme plus alors de noyau composé à vie longue et les phénomènes sont plus compliqués. Il y a interaction directe de la particule incidente et des nucléons superficiels qui dure environ 10^{-22} s, certains de ces nucléons peuvent être éjectés. Puis cette particule interagit avec les nucléons plus profonds. On a obtenu des renseignements

importants sur la structure des noyaux en étudiant la distribution angulaire des particules diffusées ou émises par une cible lorsque des protons ou des deutons polarisés par un champ magnétique servent de projectiles.

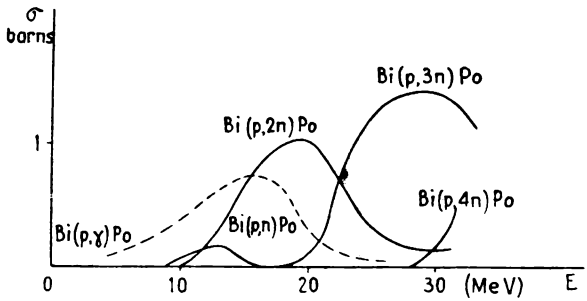


Fig. III-57

IV-8. **Destruction du noyau par des particules de grande énergie.**

IV-8.1. **Rayonnement cosmique.**

La Terre reçoit de l'espace qui l'entoure un « rayonnement cosmique ». Ce rayonnement se compose d'un rayonnement primaire d'origine véritablement cosmique et d'un rayonnement secondaire produit par action des particules primaires dans notre atmosphère.

Le rayonnement primaire est essentiellement constitué de protons, mais contient aussi quelques noyaux plus lourds, en particulier des particules α, des noyaux de C, O, Mg, Si, Fe.

Les collisions des particules primaires avec des noyaux ont été observées dans l'atmosphère à la chambre de Wilson, elles le sont maintenant surtout avec les émulsions nucléaires. Leur étude a conduit à la découverte du positon, des mésons, des hypérons et de nombreux phénomènes intéressants dus à leurs très grandes énergies, de 10^9 à 10^{19} eV.

Actuellement, grâce aux synchrotrons à protons (bêvatron, cosmotron, phasotron), on arrive à donner à des protons des énergies de 10^{10} eV. Ces énergies sont inférieures, certes, à celles des particules cosmiques les plus énergiques, mais ces protons accélérés frappent une cible en beaucoup plus grande abondance que ceux du rayonnement cosmique (10^{13} à 10^{16} fois).

En frappant les noyaux des éléments de l'atmosphère, les protons du rayonnement cosmique primaire donnent des nucléons (n et p), des mésons π^+, π^- et π° qui se désintègrent en mésons μ^+, μ^- et en électrons et positons. Chaque « événement », rencontre ou désintégration, est inscrit dans l'émulsion nucléaire par un coude ou une fourche d'une trajectoire.

IV-8.2. **Réactions de pick-up.**

On a constaté que lorsqu'un neutron d'énergie assez élevée (de l'ordre de 100 MeV, vitesse de l'ordre de c/2) frappe un noyau, des particules légères sont émises, surtout vers l'avant. Ces particules sont principalement des deutons et des tritons.

L'explication que l'on donne de ce phénomène est la suivante. A sa traversée du noyau, si le neutron s'approche d'un proton qui a une vitesse voisine de la sienne en grandeur et en direction, il se forme un deuton qui sort avec la même vitesse que le neutron incident.

Si, avant sa sortie ce deuton rencontre un neutron de vitesse convenable, il se forme un triton. Ces sortes d'enlèvements de nucléons par le neutron projectile ont été appelés réactions de pick-up.

IV-8.3. **Etoiles et spallation.**

Dans une émulsion nucléaire, ces événements concernent les atomes légers de la gélatine ou ceux d'Ag et Br. Dans le cas des noyaux lourds tels Ag ou Br on observe souvent ce que l'on appelle une *étoile*. Un noyau Ag ou Br dans lequel pénètre un proton, un méson ou une particule α de grande énergie éclate en plusieurs fragments de masses comparables entre elles qui donnent de larges traces rectilignes longues de quelques dizaines de microns. Il donne aussi généralement des particules plus légères, mésons et électrons, de traces beaucoup plus fines et plus longues. Le nombre total des particules obtenues par une explosion nucléaire peut dépasser 50.

Ce processus de destruction de l'atome est aussi appelé *spallation*. On l'étudie surtout actuellement avec les protons issus des synchrotrons.

L'explication du phénomène de spallation est celle-ci. Le proton (ou autre particule) pénétrant dans un noyau avec une grande énergie ne donne pas un noyau composé de composition fixe et de durée de vie appréciable, mais chasse quelques nucléons hors du noyau et élève la « température » du noyau en augmentant par chocs à peu près également l'énergie de chaque nucléon. Ce noyau évolue alors très vite. Il y a « évaporation » d'un certain nombre de ses nucléons en plusieurs étapes, d'abord à égalité pour neutrons et protons, puis l'évaporation des neutrons domine. Ces évaporations refroidissent le noyau qui arrive enfin par pertes successives de particules (p, n, α et même des fragments plus lourds) et par rayonnement à un état stable.

Un électron produit par collision d'un proton primaire avec un atome peut avoir une énergie suffisante pour donner naissance à une gerbe selon le mécanisme suivant. Le ralentissement de l'électron initial dans la ma-

tière donne des photons de Bremsstrahlung, ceux-ci donnent des photo-électrons qui redonnent des photons et ainsi de suite. Certaines gerbes peuvent comprendre plus d'un million d'électrons.

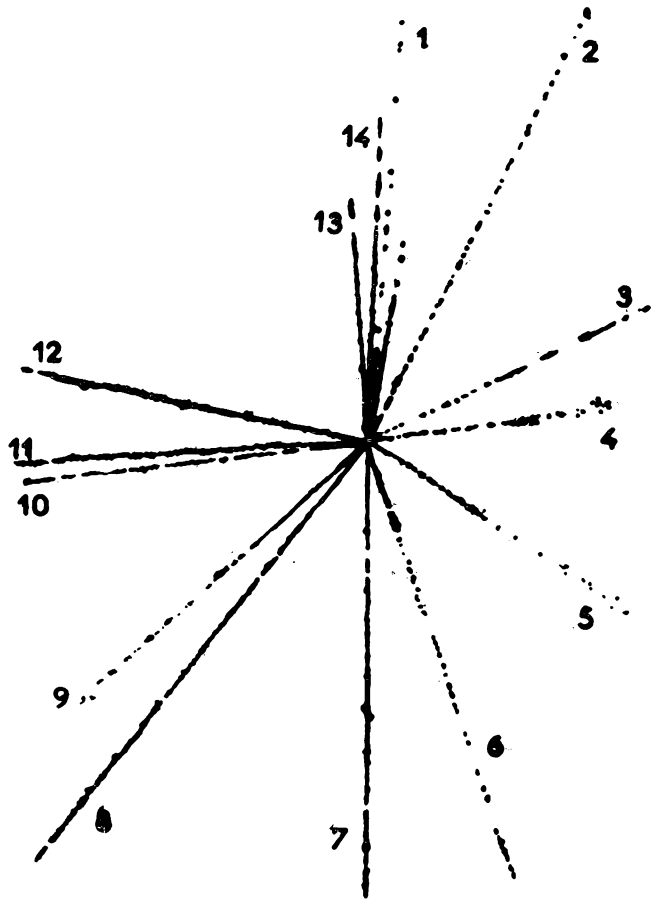


Fig. III-58
Etoile dans une émission nucléaire.

(1) Méson π incident; (2) (3) (6) Traces grises de protons d'énergie comprise entre 30 et 200 MeV; (7) Traces de ^{4}He de 40 MeV environ; (5) (8) (9) (10) (11) (12) (13) (14) (15) Traces noires d'évaporation (H ^{2}H, ^{3}H, ^{4}He) d'énergies comprises entre 0 et 30 MeV.

Emulsion: Type G_6; *Exposition*: Faisceau de pions négatifs 4,5 BeV (Berkeley).

(Cliché aimablement communiqué par M. G. PHILBERT, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon).

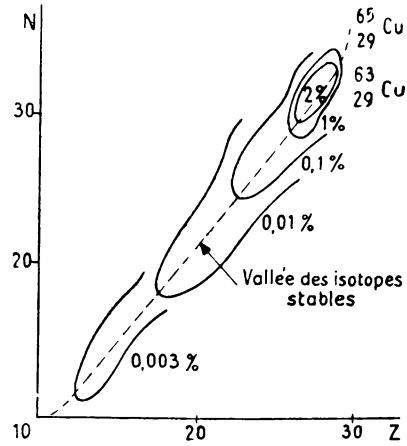


Fig. III-59

Proportion des différents noyaux formés en bombardant du cuivre par des protons de 340 MeV (figure d'après ([2])).

La spallation du cuivre (mélange de 69% de $^{63}_{29}$Cu et de 31% de $^{65}_{29}$Cu) a été étudiée en le bombardant par des protons d'énergie croissante jusqu'à 350 MeV. Par les méthodes habituelles de la radiochimie, on a pu identifier les noyaux formés et en faire la statistique. Cette recherche a montré que la majorité des noyaux formés se trouve au voisinage de la vallée des isotopes stables, et surtout près du noyau original.

La théorie de la spallation est déjà assez avancée ([1]).

Toute particule: neutron, proton, deuton, α, photon γ, ion lourd peut provoquer la spallation si son énergie est suffisante. En général dès 50 MeV, on observe déjà des « événements » intéressants, mais leur nombre augmente ainsi que leur complication quand l'énergie croît. En même temps que des spallations, on observe aussi simplement l'émission de plusieurs particules légères (v.p. 403 et ([3])) et, pour les neutrons, des réactions de pick-up (p. 406).

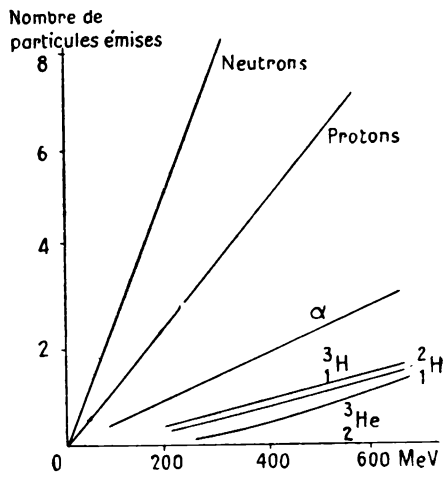


Fig. III-60

Variation du nombre de particules évaporées, pour un noyau de A = 100, en fonction de l'énergie d'excitation initiale (d'après ([4])).

(1) Voir par exemple: E. SEGRÈ, *Experimental nuclear physics*, II, p. 170-189, Editeur Wiley, New-York 1953.

(2) E. BALDINEER, P. HUBER, W. G. PROCTOR, *Phys. Rev.*, 84, p. 1058, 1951.

(3) G. PHILBERT, «Interaction des protons de 1 GeV avec les noyaux lourds et légers», *Journ. de Phys. Radium*, 18, p. 656, 1957.

(4) A. LANGSDORF, *Phys. Rev.*, 74, p. 1216, 1948.

IV-9. Fission.

Nous avons déjà rencontré la fission spontanée (p. 326 et p. 358), et montré la valeur élevée de l'énergie libérée par fission (p. 340 et p. 341). Etant donné l'importance pratique de la fission pour la production d'énergie nucléaire et la production de radioisotopes par bombardement neutronique, la fission est traitée à part dans le chapitre suivant, bien que ce soit aussi une réaction nucléaire.

IV-10. Production de nuclides par irradiation.

En bombardant une cible par des particules provenant d'accélérateurs, on y produit des réactions nucléaires avec une probabilité suffisante pour pouvoir étudier les propriétés des noyaux formés. Le nombre de ceux-ci est beaucoup plus grand si l'on soumet un échantillon au flux intense de neutrons du coeur d'un réacteur.

La théorie quantitative de la formation de radioisotopes par irradiation est donnée p. 651 à 653. Bien entendu, s'il se forme un nuclide stable, il suffit d'annuler la constante radioactive λ pour trouver le nombre N de noyaux formés en soumettant N_0 noyaux de l'échantillon de section efficace de capture σ au flux Φ pendant une durée t:

$$N = N_0 (1 - e^{-\Phi\sigma t}) \# N_0 \Phi \sigma t.$$

CHAPITRE V

FISSION

V-1. Historique.

Le neutron fut découvert en 1932 par Chadwick. Deux ans plus tard, Fermi entreprit de bombarder avec cette nouvelle particule tous les éléments connus et spécialement le plus lourd, l'uranium, dans l'espoir d'obtenir des noyaux encore plus lourds.

L'idée de Fermi était qu'il se produirait une capture puis une radioactivité β^-:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U}^* \rightarrow ^{0}_{-1}\mathrm{e} + ^{239}_{93}\mathrm{X},$$

puis, le noyau X captant un neutron, le processus recommencerait de manière à créer successivement les éléments 94, 95 ... Il constata effectivement l'émission de rayons β ayant cinq périodes différentes, 10 s et 40 s, 13 et 90 minutes et une période dépassant deux heures. Ces périodes pouvaient être attribuées à plusieurs nuclides transuraniens créés par le bombardement neutronique.

Hahn et Lise Meitner cherchèrent à séparer chimiquement les nouveaux éléments créés, en distinguèrent une vingtaine auxquels ils attribuèrent des numéros atomiques allant de 93 à 97. Puis Joliot-Curie et Savitch trouvèrent dans l'uranium irradié par les neutrons un élément radioactif de période 3,5 h qui avait les propriétés chimiques du lanthane, $Z = 57$, ce qui parut incroyable car aucune théorie ne pouvait le prévoir à cette époque.

Peu après, Hahn et Strassmann [1] prouvèrent par des précipitations et cristallisations fractionnées que l'un des noyaux radioactifs présents dans l'uranium irradié était un baryum car il était entraîné par du baryum ($Z = 56$) et ne pouvait en être séparé par des méthodes chimiques. Hahn et Strassmann proposèrent comme explication, la séparation du noyau d'uranium en deux parties de masses comparables.

(1) O. Hahn et F. Strassmann, *Naturwiss*, 27, p. 89, 1939.

Cette séparation, appelée fission, publiée en janvier 1939, fut bientôt confirmée dans le monde entier. En particulier dans une expérience directe Joliot recueillit des fragments de grande énergie éjectés par l'uranium pendant l'irradiation et les décela par leur radioactivité.

A l'Institut de Bohr à Copenhague, Lise Meitner et Frisch (1) montrèrent, en considérant les masses des noyaux produits, que l'énergie libérée par fission de l'uranium était considérable (pages 340 et 341), 0,18 u.m.a. équivalent à 0,18 × 931 MeV, soit environ 84 MeV pour chacun des deux fragments de l'atome d'uranium).

A ce même Institut, Bohr imagina la théorie de la goutte qui rendait déjà assez bien compte des phénomènes de fission (p. 325 à 328).

Joliot et ses collaborateurs découvrirent en cette année 1939 que lorsqu'un neutron capté par un atome d'uranium en provoque la fission, celle-ci libère en moyenne *deux neutrons et demi par noyau* d'uranium, donc par neutron initial. Ceci était extrêmement important, car la possibilité était ainsi donnée de réaliser une réaction en chaîne, donc de libérer l'énergie nucléaire. Des brevets furent aussistôt pris par le C.N.R.S., ce sont les premiers brevets concernant des réacteurs. Dès 1939, avant même la déclaration de guerre, un black-out se fit sur la presque totalité des recherches nucléaires, black-out qui, depuis la Conférence de Genève de 1955, a presque disparu.

V-2. **Conditions de la fission, énergie de fission.**

V-2.1. **Fission spontanée.**

Supposons que l'on coupe un noyau en deux parties égales et que l'on écarte ces deux parties d'une distance r. Pour les rapprocher, il faut dépenser du travail contre la répulsion de Coulomb due à la charge $Ze/2$ de chaque moitié et contre les forces nucléaires.

Il existe donc une « énergie potentielle de fission » W (r) que l'on recueillerait en laissant les deux moitiés du noyau s'écarter de la distance r jusqu'à l'infini.

Un noyau est stable si son énergie potentielle est minima au repos ($r = 0$), c'est-à-dire si:

$$W(r) - W(0) > 0 \quad \text{quand } r \text{ est petit.}$$

Si l'on déforme légèrement le noyau, la variation d'énergie potentielle est (p. 326) proportionnelle à:

$$0{,}028\ A^{2/3} - 6{,}27 \cdot 10^{-4}\ Z^2/A^{1/3} = 6{,}27 \cdot 10^{-4} A^{2/3}(45 - Z^2/A).$$

(1) L. Meitner et O. R. Frisch, *Nature*, 143, p. 239, 1939.

1° Si $Z^2/A > 45$ (ou $Z > 110$) la courbe W (r) descend constamment, le noyau n'est pas stable et il y a fission spontanée.

2° Si $Z^2/A < 45$, W (r) passe par un maximum W_m, le noyau ne peut subir la fission spontanée que par effet tunnel à travers la barrière de

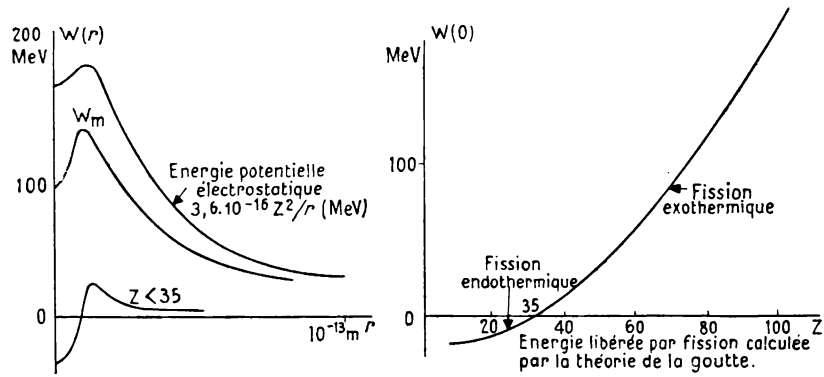


Fig. III-61

potentiel $W_m - W(0)$ qui entoure le noyau. Pour $^{238}_{92}U$ par exemple, en une heure seul 1 noyau sur 10^{20} subit la fission spontanée.

La valeur de W(0) s'obtient aisément par:

$$W(0) = 931\left[m(Z,A) - 2m\left(\frac{Z}{2},\frac{A}{2}\right)\right]$$

en MeV — noyau entier — moitiés du noyau

(puisque 1 u.m.a. correspond à 931 MeV).

Les valeurs de m (Z, A) et $m\left(\frac{Z}{2},\frac{A}{2}\right)$ s'obtiennent par la formule de Weiszäcker de la théorie de la goutte (p. 336):

$$m(Z,A) = 0{,}99391\ A - 0{,}00085\ Z + 0{,}014\ A^{2/3} + 0{,}083\ \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}$$

$$+ 0{,}000627\ \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta\ \text{(u.m.a)}$$

on obtient, si l'on néglige δ:

$$W(0) = 0{,}215\ A^{2/3}[Z^2/A - 15{,}6],\quad \text{en MeV.}$$

Tant que Z est suffisant, W(0) est positif et la fission (spontanée par instabilité si $Z > 110$, ou par effet tunnel si $Z < 110$) donne de l'énergie,

la fission est exothermique. Même s'il faut dépenser une énergie d'excitation $W_m - W(0)$ pour provoquer la fission, il y a encore gain d'énergie.

Par contre W(0) est négatif lorsque Z^2/A est inférieur à 15,6 et la fission est endothermique. Ceci correspond sensiblement à $Z < 35$, donc aux nuclides plus légers que le brome $^{79}_{35}Br$. Leur fission ne présente aucun intérêt pour la production d'énergie nucléaire, puisque pour la provoquer il faudrait dépenser plus d'énergie que l'on n'en recueillerait.

En résumé:

Z^2/A :	1	15,6	45
Z :	1	35	110
	Fission endothermique	provoquée exothermique	Fission spontanée exothermique

V-2.2. **Fission provoquée par capture d'un neutron.**

Considérons le cas de l'uranium naturel. C'est un mélange de trois isotopes dont la composition pondérale est:

$$\begin{cases} ^{238}_{92}U & 99{,}274\% \\ ^{235}_{92}U & 0{,}720\% \\ ^{234}_{92}U & 0{,}006\% \end{cases}$$

Le bombardement par des neutrons donne, par addition d'un neutron, avec ^{235}U ou ^{238}U les noyaux composés ^{236}U et ^{239}U.

La hauteur de la barrière de potentiel $W_m - W(0)$ est appelée *énergie critique de fission*. Bohr et Wheeler ont montré que:

$$W_m - W(0) = A^{2/3}(0{,}89 - 0{,}02\, Z^2/A)\ \text{MeV}$$
$$= 0{,}02\, A^{2/3}(45 - Z^2/A).$$

Cette formule donne:

$$7{,}0\ \text{MeV} \quad \text{pour} \quad ^{239}_{92}U.$$
$$6{,}6\ \text{MeV} \quad \text{pour} \quad ^{236}_{92}U,$$

L'énergie de liaison W_l d'un nuclide est calculable par:

$$W_l(\text{MeV}) = 931\,[m(Z, A) - Zm_H - Nm_n].$$

La théorie de la goutte nous donne (relation (1), p. 335), la valeur de la quantité entre crochets, d'où l'on tire en MeV:

$$W_l = 931\left[a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} - 0{,}000627 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta\right]$$

avec:

$$a_1 = 0{,}01507, \quad a_2 = 0{,}014, \quad a_3 = 0{,}021,$$
$$\delta = -0{,}036\, A^{-3/4}, \quad (Z \text{ pair, } A \text{ pair}) \ (^{238}_{92}U \text{ et } ^{236}_{92}U)$$

ou $\delta = 0$ (Z pair, A impair) ($^{235}_{92}U$ et $^{239}_{92}U$).

On en déduit l'accroissement ΔW_l d'énergie de liaison dû à la capture d'un neutron:

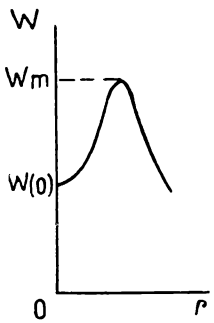


Fig. III-62

$$\begin{cases} \text{pour } ^{238}U, \Delta W_l = W_l(^{239}U) - W_l(^{238}U) = 5{,}5 \text{ MeV} \\ \text{pour } ^{235}U, \Delta W_l = W_l(^{236}U) - W_l(^{235}U) = 6{,}8 \text{ MeV} \end{cases}$$

(L'écart assez considérable, est dû à ce que la première différence d'énergie fait intervenir $-0{,}036\ A^{-3/4}$ et la seconde $+0{,}036\ A^{-3/4}$).

Comparons la hauteur des barrières de potentiel et l'accroissement d'énergie de liaison:

noyau initial	noyau composé	barrière de potentiel $W_m - W(0)$	accroissement d'énergie de liaison ΔW_l	$\Delta W_l - (W_m - W(0))$
$^{238}_{92}U$	$^{239}_{92}U$	7,0 MeV	5,5 MeV	−1,5 MeV
$^{235}_{92}U$	$^{236}_{92}U$	6,6 MeV	6,8 MeV	+0,2 MeV

La fission de ^{235}U se fera donc aisément même avec des neutrons lents parce que l'augmentation d'énergie de liaison due à la capture d'un neutron dépasse de 0,2 MeV l'énergie critique de fission $W_m - W(0)$.

Par contre, parce que $\Delta W_l - (W_m - W(0)) = -1{,}5$ MeV, la fission de ^{238}U n'aura lieu que si le neutron à capturer est un neutron rapide d'énergie cinétique W_c supérieure à 1,5 MeV. Alors, dans ce cas:

$$\Delta W_l + W_c > W_m - W(0).$$

V-3. **Sections efficaces pour les neutrons.**

Les diverses sections efficaces dépendent bien entendu du processus considéré mais aussi de l'énergie E des neutrons projectiles et de la nature du matériau cible. Elles sont définies à la manière habituelle par:

$$I = I_0\, e^{-\sigma N x}$$

(N nombre de noyaux par cm³ de cible, I courant de neutrons).

On considère:

1° *une section efficace de diffusion* σ_s (s à cause de scattering):

σ_s est la somme de la section efficace de diffusion élastique σ_{se} (sans perte d'énergie cinétique), et de la section efficace de diffusion inélastique σ_{si}.

Pour les neutrons thermiques, l'uranium 235 a $\sigma_s = 10$ barns,
et l'uranium 238 $\sigma_s = 8{,}3$ barns.

2° *une section efficace de capture* σ_c:

σ_c concerne la capture simple, non suivie de fission,

σ_c a été surtout étudiée pour $^{238}_{92}U$ qui est le nuclide prépondérant dans l'uranium naturel. Sa courbe (σ_c, E) a même forme que sa courbe de section efficace totale (σ_t, E) (fig. III-63), qui présente des pics de résonance très élevés, par exemple:

énergie (eV):	6,7	21	37
σ_t(barns) :	700	5800	4700

σ_c s'obtiendrait à partir de σ_t en retranchant environ 8 barns.

Pour l'uranium naturel, mélange de ^{238}U et ^{235}U, les pics sont moins élevés (p. ex. 1800 barns au lieu de 7000). La nécessité d'éviter le plus possible les captures de neutrons par ces résonances conditionne la structure des réacteurs à neutrons lents.

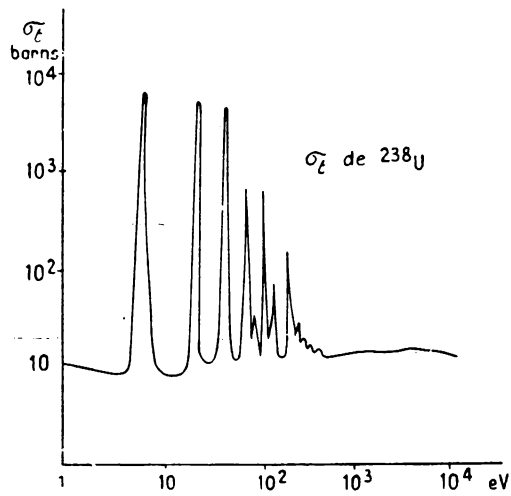


Fig. III-63

3° *une section efficace de fission* σ_f: cette section efficace a surtout été étudiée pour ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U et ^{239}Pu dans le domaine des neutrons lents (entre 1 et 0,005 eV, c'est-à-dire entre les vitesses les plus probables 20 000 m/s et 1400 m/s (1) et dans le

(1) On assimile les neutrons à un gaz monoatomique dont la répartition des vitesses suit la formule de Maxwell et Boltzmann (v. 1ère partie, § I-4.2.):

$$dn/n = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \cdot e^{-}(v/v_m)^2 \cdot d(v/v_m)^3, \text{ où } \frac{m v_m^2}{2} = kT;$$

la vitesse la plus probable est v_m. Pour les neutrons, c'est v_m que l'on utilise et non la vitesse quadratique moyenne $\sqrt{\overline{v^2}}$ telle que $\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT$, (voir p. ex. E. Bloch, Théorie Cinétique des Gaz, p. 12, A. Colin).

A la température ordinaire, T°K $\#$ 293°K, $v^2_m = 2k \cdot 293/m$, $k = R/N$, $m = 10^{-3}/N$
$k/m = 10^3 R = 8{,}3 \cdot 10^3$ joule/kg °K d'où $v^2_m = 2 \cdot 293 \cdot 8 \cdot 3 \cdot 10^3$ (m/s)² ou $v_m = 2\,200$ m/s.

Nous avons vu (v. 1ère partie, § II-5), que $k = 8{,}61 \cdot 10^{-5}$ eV/K°. L'énergie cinétique d'un neutron à 20°C est donc:

$$eV = \frac{m v_m^2}{2} = kT \qquad \text{ou} \qquad 8{,}61 \cdot 10^{-5} \cdot 293 = 0{,}0253 \text{ eV}.$$

domaine des neutrons rapides d'énergie cinétique dépassant 10^4 eV) (fig. III-64).

4° *une section efficace d'absorption* σ_a: le flux de neutrons est affaibli par les entrées dans un noyau suivies de fission (σ_f) et par les captures sans fission (σ_c). On aura donc:

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c.$$

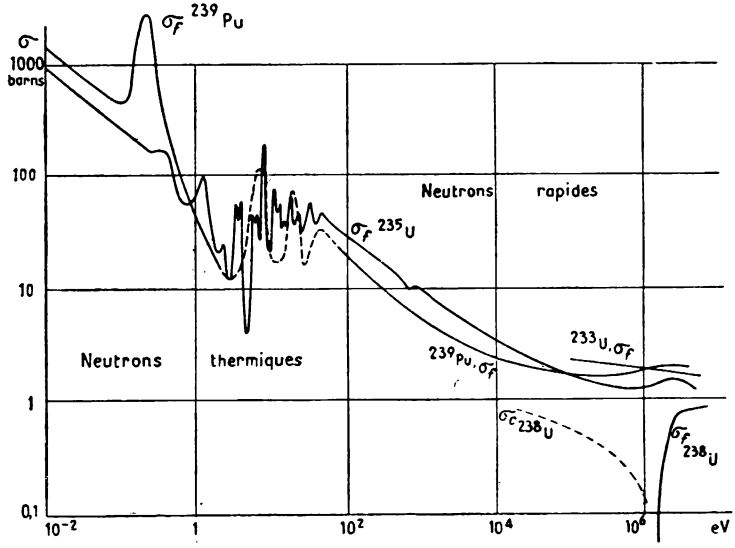


Fig. III-64

5° *une section efficace totale* σ_t: cette section est la somme:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s.$$

Dans le domaine des neutrons thermiques, pour ^{238}U, $\sigma_f \# 0$, $\sigma_a \# \sigma_c$ et $\sigma_c \# \sigma_t - \sigma_s = \sigma_t - 8{,}3$, comme nous l'avons au 2°.

Lorsque la cible n'est pas constituée par une seule sorte de nuclides mais par plusieurs, il faut faire intervenir une section efficace moyenne.

Par exemple, pour des neutrons thermiques d'énergie:

$$E = 0{,}0253 \text{ eV}$$

la section efficace de capture de l'uranium 235 est 107 barns,

,, ,, ,, ,, 238 ,, 2,75 ,, .

Ces deux isotopes ont des concentrations proportionelles à 0,0072 et 0,9927, la section efficace de capture de l'uranium naturel est donnée par:

$$\sigma_{c_{U_{naturel}}} = \sigma_{U235} \times \text{concentration U-235} + \sigma_{U238} \times \text{concentration U-238}$$

soit:

$$\sigma_{c_{U_{naturel}}} = 107 \times 0{,}0072 + 2{,}75 \times 0{,}9927 = 3{,}50 \text{ barns.}$$

A cette même énergie, $E = 0{,}0253$ eV, la section efficace de fission de l'uranium naturel se calcule plus simplement parce que $\sigma_{f_{U238}} \# 0$. Elle est:

$$\sigma_{f_{Unaturel}} = 0{,}0072 \cdot \sigma_{f_{U235}} = 0{,}0072 \times 580 = 4{,}18 \text{ barns.}$$

Il est improbable que des impuretés de l'uranium soient fissiles, mais elles peuvent présenter une section de capture élevée. Tel est le cas du xénon $^{135}_{54}Xe$ formé par la fission. Il constitue un véritable poison pour les réacteurs parce que sa section efficace de capture pour les neutrons thermiques est considérable: $3{,}6 \cdot 10^6$ barns. Il en est de même, à un degré moindre, du samarium $^{149}_{62}Sm$ avec $\sigma_c = 4{,}7 \cdot 10^4$ barns.

Pour pouvoir utiliser en totalité le combustible nucléaire, on est donc obligé de le débarrasser par des moyens chimiques des impuretés qui risquent d'absorber trop de neutrons. Le ralentisseur devra ne pas contenir des impuretés à trop grande section efficace de capture, en particulier le graphite ne devra pas contenir de bore ^{10}B.

Les courbes (σ, E) ci-dessus montrent d'importantes propriétés:

1° Pour les neutrons thermiques, la section efficace de fission de U-235 est 580 barns et celle de Pu-239 de 750 barns donc élevées tandis que celle de l'uranium 238 est négligeable (0,5 millibarn). Donc seuls $^{235}_{92}U$ et $^{239}_{94}Pu$ seront fissiles par les neutrons thermiques et avec un bon rendement.

2° Au-dessus de 1,5 MeV, la section efficace de fission de U-235, U-238 et Pu-239 est de l'ordre de 1 barn. La fission de ces trois nuclides est donc possible par les neutrons rapides, mais avec une section efficace très inférieure à celle de U-235 pour les neutrons thermiques.

3° Entre 1 et 100 eV la section efficace de capture d'U-238 passe par des maxima de résonance très élevés. Dans un réacteur dont le combustible est l'uranium naturel, il sera donc nécessaire que les neutrons destinés à fissionner U-235 soient d'abord ralentis au-dessous de 20 000 m/s (1 eV) dans un modérateur (graphite, eau lourde, ...) avant de rencontrer l'uranium naturel. Ainsi auront-ils évité la capture par résonance par U-238.

V-4. Produits de la fission.

V-4.1. Fragments du noyau.

La fission se distingue des réactions nucléaires étudiées au chapitre précédent en ce que la division du noyau fissile peut se faire de très nombreuses manières. Un noyau d'U-235 dans lequel pénètre un neutron se fissionne en donnant en moyenne 2,5 neutrons et deux fragments. Plus de 120 nuclides appartenant à 34 éléments différents y ont été identifiés. La répartition des masses atomiques de ces fragments les classe en deux groupes: un groupe léger autour de la masse 95 et un groupe lourd autour de la masse 136.

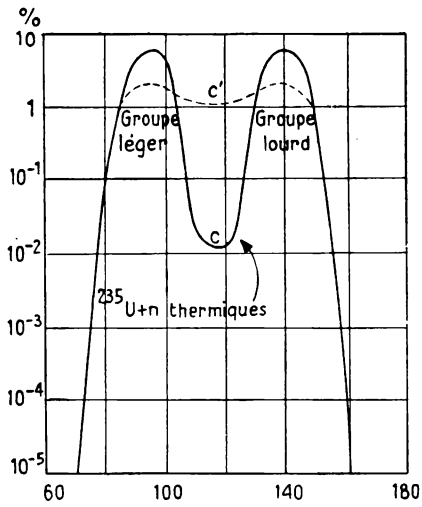


Fig. III-65

Si l'énergie cinétique de la particule projectile croît, l'énergie du noyau composé, qui se forme d'abord, augmente aussi et sa fission tend à se faire en deux fragments de masses plus voisines qu'aux énergies faibles. Le minimum de C se relève et les deux maximas s'abaissent légèrement. Les courbes relatives aux fissions de ^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U et ^{239}P ne coïncident pas mais ont des formes très voisines (1).

C'est ainsi que la fission du thorium provoquée par des particules α de 37 MeV donne la courbe C' de la fig. III-65.

Or, le noyau composé est alors ^{236}U* comme pour la fission de ^{235}U:

énergie cinétique approchée	37 MeV	$^{232}_{90}\text{Th} + {}^{4}_{2}\text{He} \rightarrow {}^{236}_{92}\text{U}^*$	courbe C'
	0,025 eV	$^{235}_{92}\text{U} + {}^{1}_{0}\text{n} \rightarrow {}^{236}_{92}\text{U}^*$	courbe C

La fission de $^{209}_{83}$Bi produite par des deutons de 200 MeV donne une courbe de répartition des fragments en forme de cloche dont l'unique maximum se trouve à A = 100. Le bombardement de $^{235}_{92}$U par des α de 380 MeV donne un unique maximum vers A = 110 mais il y a aussi spallation.

L'étude des produits de fission a été faite surtout en Amérique et en Allemagne par les méthodes de la radiochimie, en profitant de ce que

(1) S. KATCOFF, *Nucleonics*, 18, 1960, n° 11, p. 201.

les produits de la fission sont presque tous radioactifs β^-.

Les points représentatifs (Z, N) des deux fragments de fission sont au voisinage de la droite D, ils se déplacent vers la droite par plusieurs émissions de rayons β^- jusqu'à se trouver au voisinage de la vallée des isotopes stables v.p. 335 et 336. Certains des noyaux formés par fission se désintègrent en donnant des neutrons retardés (p. 421). *Grosso modo*, la durée de vie des noyaux successifs croît: par exemple

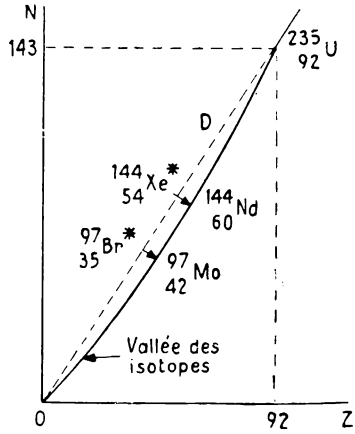


Fig. III-66

$$^{87}_{35}\mathrm{Br} \longrightarrow {}^{87}_{36}\mathrm{Kr}^* \longrightarrow {}^{87}_{37}\mathrm{Rb} \longrightarrow {}^{87}_{38}\mathrm{Sr}$$

β^- β^- β^-

durée de vie 56s 78m $6{,}3 \cdot 10^{10}$ stable

Le spectre de l'énergie cinétique des fragments de fission a été étudié par Fowler et Rosen. Il dépend peu de l'énergie de la particule qui provoque la fission. Dans l'air, la portée des fragments est de 2 à 3 cm. Ces fragments sont très ionisants.

En plus de la division du noyau lourd en deux et de la production de 2,5 neutrons en moyenne, une fission peut produire quelques particules α (1 par 250 noyaux de ^{235}U fissionnés). La rupture du noyau lourd peut donner, non pas deux, mais trois ou quatre fragments importants. Ces fissions ternaire et quaternaire sont beaucoup moins fréquentes que la fission ordinaire, l'énergie libérée y est comparable.

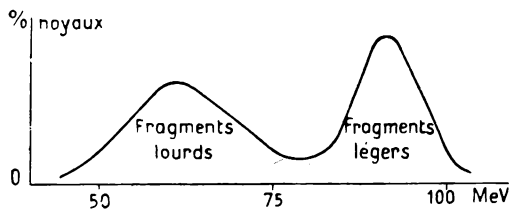


Fig. III-67

V-4.2. **Neutrons.**

V-4.2.1. ***Neutrons immédiats.*** — Si un groupe de n neutrons incidents frappe une cible fissile de N noyaux/cm² dont la section efficace de fission est σ_f, il se produit $Nn\,\sigma_f$ fissions qui créent aussitôt $Nn\,\nu\sigma_f$ neutrons rapides

« instantanés » ou prompts. Ainsi la fission d'un noyau d'uranium 235 crée en moyenne $\nu = 2{,}46$ neutrons « instantanés ».

Si la section efficace de capture sans fission de ces mêmes noyaux est σ_c, il y a eu $Nn\,\sigma_c$ neutrons capturés. Le nombre total de neutrons absorbés se compose des $Nn\,\sigma_f$ neutrons ayant provoqué une fission et des $Nn\,\sigma_c$ neutrons capturés, donc est $Nn\,(\sigma_c+\sigma_f) = Nn\,\sigma_a$ où $\sigma_a = \sigma_c+\sigma_f$ est la section efficace d'absorption. Une condition *sine qua non* du fonctionnement des réacteurs est que le nombre des neutrons créés, $Nn\,\nu\sigma_f$, dépasse le nombre total $Nn\,(\sigma_c+\sigma_f)$ des neutrons absorbés.

La grandeur intéressante est le rapport η:

$$\eta = \frac{\text{nombre de neutrons produits par fission}}{\text{nombre de neutrons absorbés par le combustible}} = \frac{\nu\sigma_f}{\sigma_c+\sigma_f}$$

Si les neutrons incidents sont des neutrons thermiques, η est appelé *facteur de fission thermique.*

Si les neutrons incidents étaient des neutrons rapides, η serait le *facteur de fission rapide.*

Bien entendu si le combustible nucléaire n'est pas un élément pur mais un mélange, il faut en tenir compte.

Supposons par exemple qu'il s'agisse d'uranium naturel ou enrichi en U-235, contenant N_{235} noyaux d'uranium 235 par unité de volume et N_{238} noyaux d'uranium 238. Les sections efficaces de fission sont σ_{f235} et σ_{238f} les sections efficaces de capture sont σ_{c235} et σ_{c238}. Si les neutrons incidents sont des neutrons thermiques, $\sigma_{f238} = 0$ et le facteur de fission thermique est simplement:

$$\eta = \nu \cdot \frac{N_{235}\,\sigma_{f235}}{N_{235}\,(\sigma_{f235}+\sigma_{c235})+N_{238}\,\sigma_{c238}}.$$

Cette formule est la même que celle que l'on obtiendrait en calculant les sections efficaces du combustible comme il est indiqué au § V-3.

On trouve pour l'uranium naturel où $N_{235}/N_{238} = 0{,}00717$ que $\eta = 1{,}32$ pour les neutrons thermiques.

Pour les neutrons rapides, σ_{f238} n'est plus nul et il faudrait en tenir compte, mais comme d'autre part σ_{f235} n'est plus alors que de l'ordre du barn, on trouverait pour l'uranium naturel une valeur de η, facteur de fission rapide, inférieure à 1.

Une telle valeur est sans intérêt pratique puisqu'une réaction en chaîne ne pourrait être entretenue. L'uranium naturel ne peut donc entretenir une réaction en chaîne par les neutrons rapides, mais il le peut avec les neutrons lents.

Voici les valeurs de σ_f, σ_c, σ_a, ν et η des noyaux fissiles pour les neutrons thermiques.

Sections efficaces (barns)	$^{233}_{92}U$	$^{235}_{92}U$	$^{238}_{92}U$	Uranium naturel	$^{239}_{94}Pu$
σ_f	533	580	0	4,18	750
σ_c	52	107	2,75	3,50	315
$\sigma_f + \sigma_c = \sigma_a$	585	687	2,75	7,68	1065
ν	2,54	2,46	0		2,91
η	2,31	2,08	0	1,32	2,03

Le spectre d'énergie cinétique des neutrons immédiats a une structure très simple (fig. III-68). Leur énergie moyenne est de l'ordre de 2 MeV, mais, bien qu'ils soient peu nombreux, il ne faut pas négliger de se protéger contre les neutrons d'énergie supérieure à 10 MeV.

V-4.2.2. ***Neutrons retardés.*** — En plus de ces neutrons instantanés émis pendant la fission, il existe des neutrons « retardés ». Ils sont émis soit par désintégration à neutrons des produits de fission, soit comme photoneutrons par action du rayonnement γ des produits de fission radioactifs sur le milieu ralentisseur, si celui-ci est de l'eau lourde ou du glucinium.

Les neutrons retardés sont environ cent fois moins abondants que les neutrons immédiats. On a réussi à montrer qu'ils se répartissent essentiellement en six groupes d'énergie et de période indépendantes de la nature du noyau qui a été fissionné. On a par suite proposé de leur attribuer comme origines la désintégration de 6 nuclides abondants dans les produits de fission. Une fission du $i^{\text{ème}}$ groupe ($i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$) donne β_i neutrons retardés de vie moyenne τ_i.

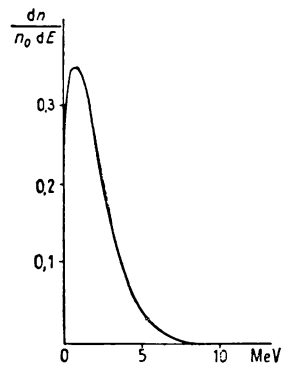


Fig. III-68

Spectre d'énergie des neutrons de fission d'$^{235}_{92}U$. Ce spectre est bien représenté par la formule de B. E. Watt (*Phys. Rev.*, 87, p. 1037, 1952):

$$dn/n_0 dE = \sqrt{\frac{2}{\pi e}}\, e^{-E} \operatorname{sh} \sqrt{2E},$$

où E est évalué en MeV.

Nous n'avons pas tenu compte dans le tableau d'un sixième groupe peu abondant, de $\tau_6 = 0{,}071$ seconde et $\beta_6 \neq 0{,}00025$.

L'énergie des neutrons retardés est beaucoup plus faible que celle des neutrons immédiats. Ce n'est pas leur énergie qui rend les neutrons retardés intéressants pour les réacteurs, mais leur retard parce qu'il facilite grandement le contrôle des réacteurs en augmentant considérablement leur constante de temps.

Nombre de neutrons retardés pour 10 000 neutrons de fission: 10 000 β_i				Vie moyenne τ_i(s)	Période (secondes)	Energie MeV	Origine probable
i	$^{233}_{92}U$	$^{235}_{92}U$	$^{239}_{94}Pu$				
1	1,8	8,5	4,0	0,62	0,43	0,40	$^{137}_{51}Sb$ ou $^{85}_{33}As$
2	6,2	24,1	10,5	2,20	1,52	0,67	$^{139}_{53}I$ ou $^{135}_{51}Sb$
3	8,6	21,3	11,2	6,55	4,51	0,41	$^{89}_{35}Br$ à $^{91}_{35}Br$
4	5,8	16,6	9,4	31,9	22,0	0,57	$^{137}_{53}I \rightarrow {}^{137}_{54}Xe$
5	1,8	2,5	1,2	80,5	55,6	0,25	$^{87}_{35}Br \rightarrow {}^{87}_{36}Kr$
Total:	24	75	38	Dans le total on a tenu compte des neutrons retardés ne faisant partie d'aucun des groupes			

V-4.3. **Photons γ et rayons β.**

En plus des fragments du noyau fissionné et des neutrons, la fission fait apparaître des photons γ.

Les uns sont instantanés. Ils sont émis pendant la fission ou par capture radiative des neutrons par ^{238}U, par des impuretés ou par les enveloppes du réacteur.

Les autres sont retardés parce qu'émis par les nuclides radioactifs formés par la fission.

L'énergie de la grande majorité de ces photons γ est localisée entre 0 et 2 MeV, mais de rares photons γ ont une énergie atteignant 10 MeV. Au total une fission produit environ 9 photons γ dont une moitié est instantanée et l'autre retardée.

Les produits de fission sont radioactifs et par suite de leurs transformations successives, environ 200 nuclides radioactifs sont présents dans un réacteur. Leurs durées de vie sont très variables (de moins d'une seconde à plus d'un million d'années). En fonction du temps t écoulé depuis la fission, la diminution de l'émission γ globale de ces produits est assez bien représentée par la formule empirique (1):

$$\text{nombre de photons } \gamma / \text{fission} \cdot \text{seconde} = 1{,}59/t^{1{,}2} \quad (t \text{ en secondes})$$

valable depuis $t = 10$ secondes jusqu'à plusieurs semaines.

(1) A partir de K. WAY et P. WIGNER, *Phys. Review*, 73, 1948, p. 1318.

Les produits de fission émettent des électrons par radioactivités β successives. Le nombre d'électrons émis par seconde est représenté par la formule empirique (1):

$$\text{nombre d'électrons/fission·seconde} = 3{,}17/t^{1{,}2} \quad (t \text{ en secondes})$$

A partir de ces formules, on pourrait calculer l'énergie dégagée à retardement par les rayonnements β et γ des produits de fission après l'arrêt d'un réacteur.

On peut également calculer en curies l'activité qui subsiste après arrêt d'un réacteur. Comme un curie correspond à $3{,}7 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde, cette radioactivité β évaluée en curies par fission diminue comme:

$$3{,}17/3{,}7 \cdot 10^{10}\ t^{1{,}2} = 8{,}56 \cdot 10^{-11}/t^{1{,}2}.$$

Pour fournir une puissance de 1 watt, il faut $3{,}1 \cdot 10^{10}$ fissions/seconde. Pour un réacteur de P watts, l'activité β due aux fissions survenues dans l'intervalle de temps θ, θ+dθ est à l'instant t:

$$8{,}56 \cdot 10^{-11} \cdot 3{,}1 \cdot 10^{10}\, \mathrm{P} \frac{\mathrm{d}\theta}{(t-\theta)^{1{,}2}}$$

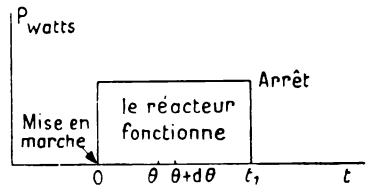


Fig. III-69

il faut intégrer pour toute la durée de fonctionnement (θ, t_1) du réacteur:

$$\text{Activité β globale en curies} = 8{,}56 \cdot 0{,}31 \cdot \mathrm{P} \int_0^{t_1} \frac{\mathrm{d}\theta}{(t-\theta)^{1{,}2}} = 13{,}25\mathrm{P}\left[\frac{1}{(t-t_1)^{0{,}2}} - \frac{1}{t^{0{,}2}}\right]$$

avec t et t_1 en secondes.

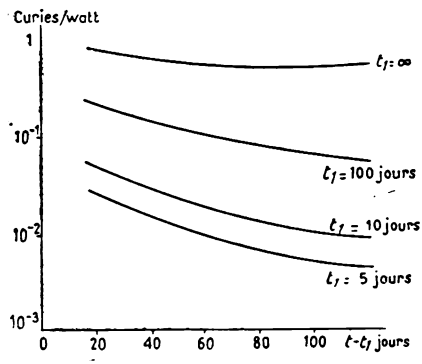


Fig. III-70

Le graphique ci-contre donne en curies par watt l'activité β en fonction du « temps de refroidissement » $t-t_1$ pour diverses valeurs de la durée t_1 de fonctionnement du réacteur. Aussitôt après l'arrêt d'un réacteur fonctionnant depuis une durée infinie l'activité γ est (2) de 6 curies/watt.

Même au bout de 100 jours d'arrêt, ces activités sont plus d'un million de fois supérieures à ce qui peut être supporté sans danger.

(1) A partir de K. Way et P. Wigner, *Phys. Review*, 73, 1948, p. 1318.
(2) H. Hurwitz, *Nucleonics*, 12, 1954, n° 3, p. 57.

V-5. Substances fissiles et substances fertiles.

La pénétration d'un neutron dans le noyau de ^{235}U peut en produire la fission même si ce neutron est lent. Nous dirons que l'uranium 235 est *fissile* par les neutrons lents.

Par contre, l'uranium 238 n'est pas fissile pour les neutrons lents et ne l'est que pour les neutrons rapides, d'énergie cinétique dépassant 1,5 MeV. De même le thorium 232 d'énergie critique 7,5 MeV n'est pas fissile par les neutrons lents qui n'apportent qu'une augmentation de 5,4 MeV pour l'énergie de liaison.

Bien que ^{238}U et ^{232}Th ne soient pas fissiles par les neutrons lents, ces nuclides restent intéressants et utilisables. En effet en absorbant un neutron lent, ils donnent un nuclide composé radioactif qui, par deux désintégrations β, se transforme en un nuclide fissile:

$$^{238}_{92}U(n, \gamma)^{239}_{92}U^*$$

puis:

$$^{239}_{92}U^* \rightarrow \beta^- + {}^{239}_{93}Np^* \quad (T = 23{,}5 \text{ minutes}),$$

puis le neptunium se transforme en plutonium:

$$^{239}_{93}Np^* \rightarrow \beta^- + {}^{239}_{94}Pu \quad (T = 2{,}3 \text{ jours}).$$

Le plutonium 239 est fissile par les neutrons lents car l'augmentation, $\Delta W_l = 6{,}6$ MeV, de son énergie de liaison provoquée par l'incorporation d'un neutron est supérieure à son énergie critique, $W_m - W(0) = 5$ MeV.

Le plutonium présente une radioactivité α si faible ($T = 24\,000$ ans) qu'elle ne constitue pas une gêne dans son utilisation comme matériau fissile.

D'une manière analogue:

$$^{232}_{90}Th \ (n, \gamma) \ ^{233}_{90}Th^*$$

puis:

$$^{233}_{90}Th^* \rightarrow \beta^- + {}^{233}_{91}Pa^* \quad (T = 22{,}4 \text{ minutes}),$$

puis le protoactinium se transforme en U-233:

$$^{233}_{91}Pa^* \rightarrow \beta^- + {}^{233}_{92}U \quad (T = 27{,}4 \text{ jours}).$$

Le nuclide final $^{233}_{92}U$ est fissile par les neutrons lents car $\Delta W_l = 7$ MeV est supérieur à son énergie critique de fission 6 MeV.

Les nuclides tels que ^{238}U et ^{232}Th qui ne sont pas eux-mêmes fissiles aux neutrons lents mais conduisent à des nuclides fissiles (^{239}Pu et ^{233}U) sont appelés *fertiles*.

On voit tout l'intérêt de cette propriété: l'uranium naturel ne contient que 0,72% d'uranium 235 fissile aux neutrons lents, mais les 99,27% d'uranium 238 non fissile sont fertiles et pourront être utilisés en devenant du plutonium qui, lui, est fissile aux neutrons lents.

Le thorium est quatre fois plus abondant que l'uranium dans la croûte terrestre, aussi il se peut que dans l'avenir sa transformation en ^{233}U fissile devienne utile.

V-6. Rapport de conversion.

Chaque neutron absorbé dans un noyau d'uranium 235 produit par fission η nouveaux neutrons. La réaction en chaîne est juste entretenue en prélevant 1 des η—L neutrons disponibles (L: nombre de neutrons perdus par fuite au dehors, capture par des impuretés, etc.). Le réacteur est alors au régime critique.

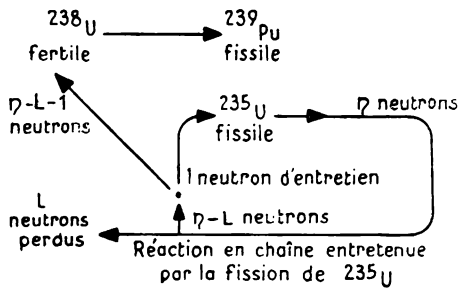


Fig. III-71

Remarque: ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu n'indiquent pas ici un noyau, mais la quantité présente du nuclide considéré.

Il reste donc η—L—1 neutrons disponibles par neutron incident. On les emploie pour bombarder la substance fertile ^{238}U et produire η—L—1 noyaux de ^{239}Pu fissile. On appelle *rapport de conversion* la quantité:

$$C = \eta - L - 1 = \frac{\text{noyaux fissiles produits.}}{\text{noyaux fissiles consommés}} .$$

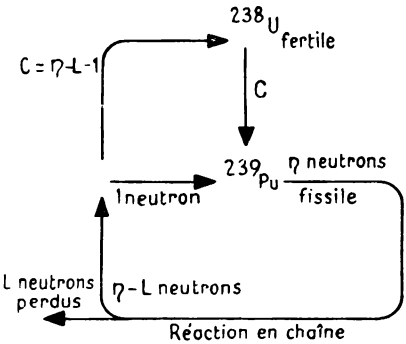


Fig. III-72

Un réacteur transformant une substance fertile en substance fissile est appelé un convertisseur.

L'uranium 235 est rare (0,7% de l'uranium naturel). On peut donc prévoir pour l'avenir son remplacement, au moins partiel, par du plutonium que l'on régénèrera aux dépens de l'uranium 238 qui, lui, est abondant.

Si N noyaux de ^{239}Pu sont consommés, ils ont transformé NC noyaux de ^{238}U en NC noyaux de ^{239}Pu.

Ces NC noyaux de ^{239}Pu transforment NC^2 autres noyaux de ^{238}U en NC^2 noyaux de ^{239}Pu et ainsi de suite.

La consommation de N noyaux de ^{239}Pu va donc transformer:

$NC+NC^2+NC^3+$ ... noyaux de ^{238}U fertile en autant de noyaux de ^{239}Pu fissile.

Si $C \geqslant 1$ la transformation de ^{238}U en ^{239}Pu sera finalement complète.

Si $C < 1$, la série $NC+NC^2+NC^3+$ ... converge et a pour somme: $\frac{NC}{1-C}$. Par exemple, si l'on a au départ 1 kg de ^{239}Pu et que $C = 0{,}8$, on pourra convertir en plutonium (1):

$$\frac{C}{1-C} = \frac{0{,}8}{0{,}2} = 4 \text{ kg d'uranium 238.}$$

V-7. **Réacteurs surrégénérateurs.**

Le *gain de conversion* G est l'augmentation du nombre de noyaux fissiles qui correspond à un noyau fissile consommé.

Le nombre de noyaux fissiles produits par la consommation d'un noyau fissile est C, l'augmentation du nombre des noyaux fissiles est donc C—1 et:

$$G = C - 1 = \eta - 2 - L$$

Un réacteur dans lequel ce gain est positif est appelé surrégénérateur, pile couveuse, ou breeder.

On voit qu'un réacteur ne peut fonctionner en surrégénérateur que si $\eta > 2+L$.

Il faut donc déjà que la fission donne un nombre de neutrons supérieur à 2.

Tel est le cas de ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu pour les neutrons thermiques et les neutrons rapides, mais tel n'est pas le cas de ^{235}U et ^{239}Pu pour les neutrons intermédiaires:

Neutrons	Energie	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
thermiques	0,025 eV	$\eta = 2{,}31$	2,08	2,03
intermédiaires	10^4 eV	2,14	1,8	1,9
rapides	$2 \cdot 10^6$ eV	2,50	2,24	2,74

(1) Un noyau de ^{239}Pu et un noyau de ^{238}U ayant des masses très voisines, dans le calcul ci-dessus on a remplacé le nombre N des noyaux de Pu et $NC/(1-C)$ des noyaux d'uranium 238 par les masses de ces deux substances.

Dans le cas du plutonium l'emploi de neutrons rapides paraît donc recommandable, mais il y a de grosses difficultés techniques.

Dans les réacteurs surrégénérateurs, comme dans les réacteurs de conversion, à intervalles réguliers on extrait chimiquement le ^{239}Pu formé, car l'action des neutrons sur ^{238}U est surtout superficielle.

CHAPITRE VI

RÉACTIONS EN CHAÎNE

VI-1. **Réactions en chaîne.**

Considérons d'abord, pour fixer les idées, le cas de l'uranium. Nous avons déjà indiqué (page 411) qu'en 1939 Joliot avait montré la possibilité de réactions nucléaires en chaîne en découvrant qu'en moyenne 2,5 neutrons étaient libérés lorsque 1 neutron provoque la fission du noyau de ^{235}U.

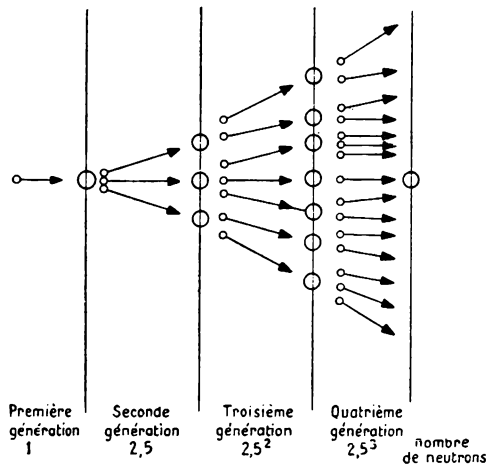


Fig. III-73

Tous les neutrons créés par fission de ^{235}U ne donnent pas de nouvelles fissions: certains sont capturés par ^{238}U (réaction n, γ) ou par des impuretés, d'autres s'échappent du réacteur.

Pour les réacteurs utilisant la fission de ^{235}U par les neutrons lents, il ne faut pas perdre de vue ces faits essentiels: les neutrons que produit

la fission sont des neutrons rapides pour lesquels ^{235}U ne présente qu'une faible section efficace de fission. Ils doivent tout d'abord être ralentis pour arriver dans le domaine thermique où ^{235}U a une section efficace de fission importante.

Dans l'uranium naturel à l'état massif, une réaction en chaîne ne peut s'entretenir parce que la section de capture de l'uranium 238 est très élevée (à cause de résonances) pour les neutrons entre 5 et 100 eV (p. 415). On n'arrivera à entretenir une réaction en chaîne dans l'uranium naturel qu'en le divisant en blocs (généralement des barres) séparés par un milieu ralentisseur, le modérateur (généralement du graphite ou de l'eau lourde), qui ait une section efficace d'absorption faible. Ainsi les neutrons rapides provenant de la fission d'U-235 (d'énergie moyenne 2 MeV), seront ralentis jusqu'à devenir les neutrons thermiques souhaités (0,025 eV) pour lesquels U-235 a une forte section efficace de fission, en évitant la présence d'U-238, lorsque leur énergie est dans le domaine des résonances.

VI-2. **Facteur de multiplication.**

On appelle *facteur de multiplication effectif* le rapport:

$$k_{eff} = \frac{\text{nombre de neutrons rapides de la m+1}^{\text{ième}}\text{ génération}}{\text{nombre de neutrons rapides de la m}^{\text{ième}}\text{ génération}}.$$

Le facteur de multiplication est toujours inférieur au nombre ν ($\nu = 2{,}46$ pour U-235) [1] et même au nombre η ($\eta = 2{,}08$ pour U-235) pour plusieurs raisons. En particulier, à chaque génération un certain nombre de neutrons rapides sont perdus parce qu'ils sortent du réacteur et d'autres sont capturés par des noyaux autres que U-235, spécialement par U-238.

Une réaction en chaîne ne pourra être entretenue que si:

$$k_{eff} \geqslant 1.$$

Pour tous les types de réacteurs, c'est un volume infini de la matière fissile qui donnerait le maximum possible, k_∞, de k_{eff}, car les fuites de neutrons n'existeraient plus.

Une condition nécessaire pour que la réaction en chaîne puisse s'entretenir est donc:

$$k_\infty > 1.$$

Tel n'est pas le cas de l'uranium naturel massif, mais tel est le cas de U-235.

(1) Voir p. 420.

VI-3. Taille critique.

D'une manière générale, k_{eff} croît avec le volume du matériau fissile et il existe une taille minima dite *taille critique* de ce matériau au-dessous de laquelle la réaction en chaîne n'est pas possible parce que les fuites de neutrons deviennent trop grandes. Prenons par exemple un coeur fissile sphérique de rayon R, les fuites sont proportionnelles à $4\pi R^2$ et le nombre de fissions proportionnel à $\frac{4}{3}\pi R^3$. Un rayon trop petit favorisera trop les fuites par rapport aux fissions. Il existe donc un rayon critique R_c tel que si:

$R < R_c$, $k_{eff} < 1$: la réaction en chaîne ne peut s'entretenir;
$R = R_c$, $k_{eff} = 1$: régime critique;
$R > R_c$, $k_{eff} > 1$: la réaction tend à s'emballer, on dit qu'elle diverge.

Les dimensions critiques sont encore enveloppées de mystère. Pour l'uranium 235 pur, R_c serait voisin de 3,5 cm. Dans les réacteurs, la taille devra être un peu supérieure à la taille critique et on évitera la divergence en introduisant plus ou moins un absorbeur de neutrons (généralement des barres de cadmium) qui ramènera k_{eff} au voisinage de 1.

Au contraire, dans une bombe A, à l'uranium 235 ou au plutonium, la matière fissile est répartie en plusieurs morceaux dont chacun est de volume inférieur au volume critique, mais leur volume total lui est supérieur. Un détonateur réunit ces morceaux et la réaction diverge avec explosion. Les masses critiques seraient 3 kg pour ^{235}U, 12 kg pour ^{239}Pu, 2 g pour ^{254}Cf.

Nous verrons plus loin que les dimensions critiques peuvent être calculées si l'on se donne la forme et la structure du coeur du réacteur, la composition du matériau fissile, du modérateur, etc.

VI-4. Période.

D'une manière générale, la connaissance de k_{eff} permet facilement de voir comment va évoluer un réacteur.

Supposons k_{eff} supérieur à 1. S'il y a dans un volume donné n neutrons de la $m^{ième}$ génération, il y en a $n\ k_{eff}$ à la génération suivante, donc une augmentation de:

$$n\ k_{eff} - n = n\ (k_{eff} - 1).$$

Appelons l la durée d'une génération, c'est-à-dire la vie moyenne d'un neutron dans le réacteur. La vitesse d'accroissement du nombre n des neutrons est:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n\ (k_{eff} - 1)}{l}.$$

d'où par intégration de $\frac{dn}{n} = \frac{k_{eff} - 1}{l} dt$:

$$n = n_0 e^{t/T}, \quad \text{avec} \quad T = l/(k_{eff} - 1);$$

T défini par $1/T = dn/ndt$ est appelé période du réacteur. (Il ne faut pas confondre cette définition de T avec celle de la période d'un corps radioactif (p. 214) qui est différente).

La densité spatiale des neutrons double au bout d'un temps t_2 tel que:

$$2n_0 = n_0 e^{t_2/T} \quad \text{ou} \quad t_2/T = \text{Log } 2;$$

$t_2 = 0{,}69\ T$ est appelé *temps de doublement.*

On pourrait croire que pour recueillir beaucoup d'énergie dans un réacteur, on ait intérêt à réaliser un facteur de multiplication élevé, par exemple voisin de 2 comme η. Est-ce possible?

L'énergie dégagée W croît exponentiellement avec le temps comme le nombre n de neutrons qui produisent les fissions:

$$W = W_0 e^{t/T}, \quad \text{avec} \quad T = l(k_{eff} - 1).$$

Prenons un exemple: celui d'un bloc massif d'uranium 235. Les neutrons prompts rapides y ont une durée de vie de l'ordre de 10^{-7} s. Si l'on ne tenait pas compte des neutrons retardés et si k_{eff} était égal à 2, on aurait: $T = l = 10^{-7}$ s. Si, à l'instant $t = 0$, un neutron déclenchait la première fission, les générations successives de neutrons rapides donneraient une énergie de:

$$W = 180\, e^{t/T} \text{ MeV} \quad \text{ou} \quad 180 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13}\, e^{10^7 t} \text{ joules.}$$

Déjà, au bout de 10 microsecondes on aurait $W = 7{,}8 \cdot 10^{32}$ joules, le réacteur serait devenu une bombe atomique.

VI-5. **Régimes, réactivité.**

L'exemple ci-dessus, exagéré à dessein, a été choisi pour montrer dès maintenant qu'il faut munir les réacteurs de dispositifs de contrôle très efficaces, pour maintenir toujours k_{eff} au voisinage de 1.

Si $k_{eff} = 1$, on dit que le réacteur est en régime critique,
$k_{eff} < 1$, „ „ est „ sous-critique ou convergent,
$k_{eff} > 1$, „ „ est „ sur-critique ou divergent.

On appelle *réactivité* l'expression:

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}.$$

Comme k_{eff} est toujours très voisin de 1, on peut écrire:

$$\rho \# k_{eff} - 1.$$

ρ est:	T est alors:	n est:
positif en régime sur-critique,	positif	croissant
nul en régime critique,	infini	constant
négatif en régime sous-critique.	négatif	décroissant

En France, on mesure la réactivité en «pour cent mille»: p.c.m.
Par exemple, si $k_{eff} = 1{,}0004$ nous dirons que:

$$\rho = 40 \text{ p.c.m.}$$

On peut dire que toute cause diminuant k_{eff} apporte une réactivité négative ou une antiréactivité. Tel sera, entre autres, l'effet des «poisons» formés par la fission elle-même, tels que le xénon et le samarium. Ces antiréactivités varient avec le temps car le xénon est radioactif et le samarium est détruit par les neutrons qu'il capture. Elles varient de quelques centaines à quelques milliers de p.c.m.

VI-6. **Effet des neutrons retardés sur la période d'un réacteur.**

La durée de vie l d'un neutron «prompt» est la somme de deux durées(1)
— le temps de ralentissement depuis l'énergie de fission (2MeV) jusqu'à l'énergie thermique (0,025 eV),
— le temps de diffusion, temps que le neutron devenu thermique passe à circuler avant de provoquer une fission.

Cette durée de vie l est de l'ordre de 10^{-3} s pour un réacteur dont le modérateur est du graphite.

Si seuls les neutrons «prompts» existaient, on aurait:

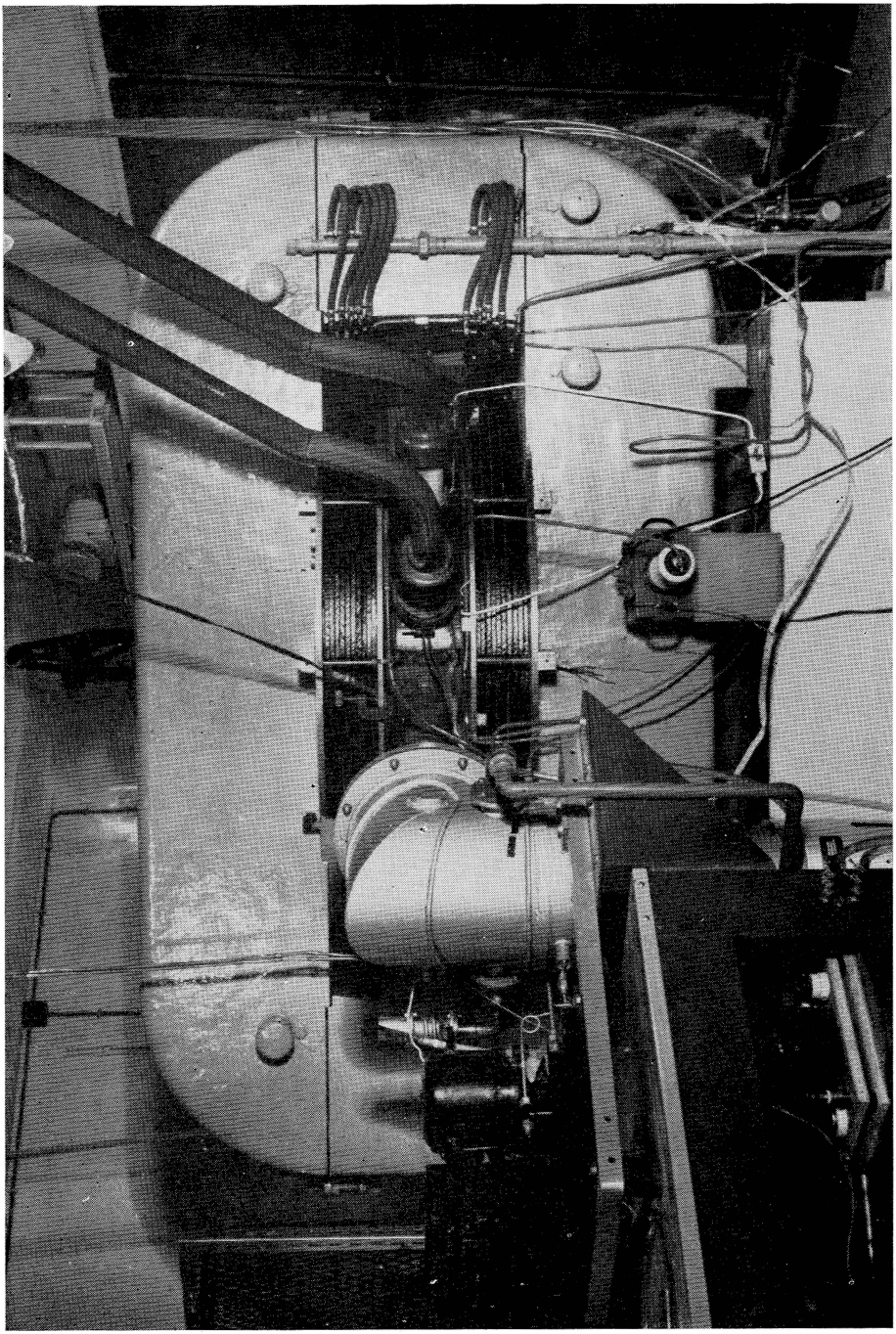
$$T = l/(k_{eff} - 1) = 10^{-3}/k_{eff} - 1),$$

et le régime d'un réacteur de réactivité pourtant faible, $\rho = 100$ p.c.m. ($k_{eff} = 1{,}001$), ferait intervenir une période T de 1 seconde.

A chaque seconde la puissance serait multipliée par 2,718; en 10 secondes la puissance serait multipliée par 22 000. Le contrôle serait délicat.

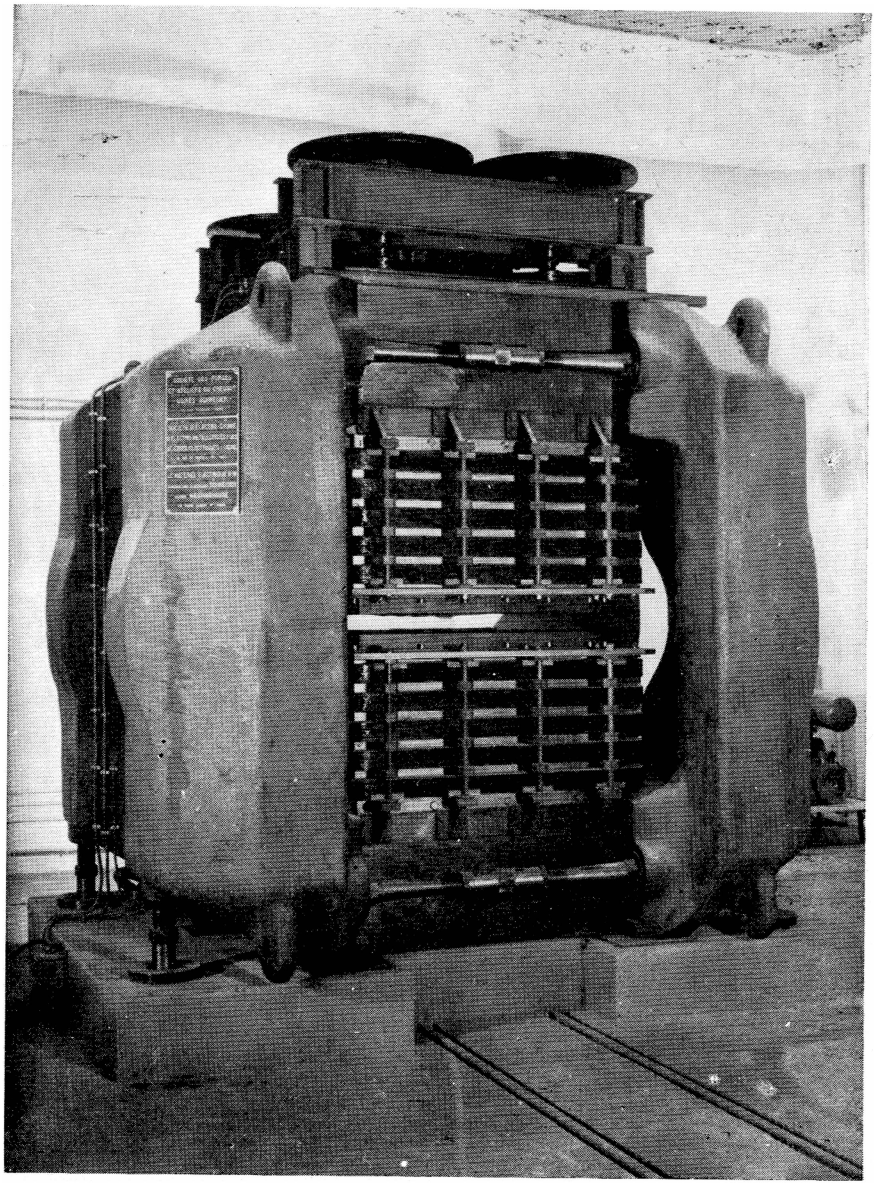
Les neutrons «retardés», bien que peu nombreux, remplacent cette durée de vie de 10^{-3} s par une durée de vie beaucoup plus longue. Le calcul exact de l'évolution d'un réacteur en présence d'un saut de réactivité se ferait avec une calculatrice électronique à partir de sept équations données p. 598 et en tenant compte des neutrons prompts et des six groupes de neutrons retardés. Nous ne donnerons ici qu'une théorie très simplifiée.

(1) La durée d'une fission, 10^{-14}s, est négligeable.



Cyclotron du Collège de France remonté à ORSAY, 6,8 Mev en deutons.

PLANCHE X



Spectrométrie α; déviation par aimant permanent.
(Laboratoire du C.N.R.S. à Orsay)

En première approximation, si la réactivité est faible ($k_{eff} \# 1$), on peut dire qu'il faut faire intervenir une durée de vie moyenne tenant compte à la fois des neutrons prompts (nombreux, mais de durée de vie l très faible) et des neutrons retardés (rares, mais de durée de vie longue).

Nous avons donné (page 422) pour un neutron de fission le nombre β_i de neutrons retardés de chaque sorte et leur vie moyenne τ_i. On aura pour l'ensemble de tous les neutrons une durée moyenne de vie l:

$$\overline{l} = l\,(1 - \Sigma_1^6 \beta_i) + \Sigma_1^6 (l + \tau_i)\,\beta_i = l + \Sigma_1^6 \tau_i\,\beta_i.$$

Il faudrait aussi tenir compte des photo-neutrons dus à l'action des rayons γ de fission sur les noyaux du modérateur et du réflecteur, mais ceci ne peut guère être calculé théoriquement. Il faudrait procéder à des mesures sur le réacteur.

Quoiqu'il en soit, déjà sans tenir compte des photo-neutrons, on obtient pour ^{235}U $\Sigma_1^6 \tau_i \beta_i = 9{,}3 \cdot 10^{-2}$ s et pour ^{239}Pu $\Sigma_1^6 \tau_i \beta_i \# 5 \cdot 10^{-2}$ s, nous prendrons pour l'uranium $\overline{l} \approx 10^{-1}$ s; $\overline{l}$ est donc environ 100 fois plus plus élevé que la durée de vie l des neutrons prompts. Il en résulte qu'à valeur égale de k_{eff} (ou de ρ), la période de T est 100 fois plus longue que si les neutrons retardés n'existaient pas. On aurait donc en réalité:

$$T \# \frac{0{,}1}{k_{eff}-1} = 0{,}1 \left(\frac{1}{\rho} - 1 \right) \qquad (1)$$

ou $T_{secondes} \# 10^4/\rho$ p.c.m.

En reprenant la valeur $\rho = 100$ p.c.m., on trouve maintenant $T = 100$ s. Cette longue durée de la période donne aux dispositifs automatiques de contrôle d'un réacteur le temps de fonctionner avec sûreté pour éviter tout risque d'emballement.

Une théorie plus exacte a été donnée par Nordheim [1]. Elle conduit à la relation:

$$k_{eff} - 1 = l/T + k_{eff} \Sigma_1^6 \beta_i/(1 + T/\tau_i),$$

d'où:

$$\rho(1 + l/T) = l/T + \Sigma_1^6 \frac{\beta_i}{1 + T/\tau_i} \qquad (2)$$

β_i et τ_i des neutrons retardés sont connus (page 422).

On peut donc, à partir de (2), tracer la courbe $(\rho, T)_l$ si l'on se donne la durée de vie l d'une génération de neutrons immédiats.

Aux faibles réactivités (1) et (2) donnent des périodes voisines, mais (2) montre qu'aux réactivités élevées T diminue très vite lorsque ρ croît et est d'autant plus faible que l est plus faible.

(1) L. W. NORDHEIM, *Phys. Review*, 70, 1946, p. 115.

Les réacteurs à neutrons rapides n'utilisent pas de ralentisseur. La aleur de l est donc plus faible que chez les réacteurs à neutrons lents et le contrôle sera plus délicat.

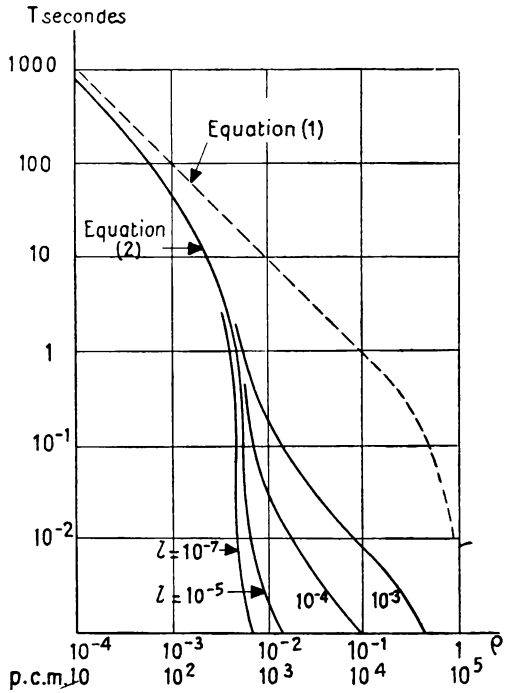


Fig. III-74

Variation de la période d'un réacteur à fission de U-235 en fonction de la réactivité. Les courbes (ρ, T) relatives à des combustibles nucléaires autres que l'uranium 235 différeraient un peu de celles ci-dessus parce que les valeurs des β_i des neutrons lents ne seraient plus les mêmes.

Les courbes (ρ, T) montrent que pour obtenir une période suffisamment longue, il faudra éviter de dépasser une réactivité de 10^{-3} ($\rho = 100$ p.c.m.).

Les Américains évaluent les réactivités en "inhour", c'est-à-dire en inverse d'heure. A partir de (1) nous avons:

$$\rho_{\text{p.c.m.}} \# \frac{10^4}{T_{\text{secondes}}} = \frac{10^4}{3600}\frac{1}{T_{\text{heures}}} = \frac{2{,}78}{T_{\text{heures}}} ;$$

à partir de (2), nous aurions plus exactement pour les valeurs de ρ inférieures à 100 p.c.m.:

$$\rho_{\text{p.c.m.}} \# \frac{2{,}62}{T_{\text{heures}}} .$$

Si T = 1 heure, $\rho = 2{,}62$ p.c.m. ou 1 inhour,

T = 0,5 heure, $\rho = 5{,}24$ p.c.m. ou 2 inhour.

VI-7. Criticalité pour les neutrons prompts.

Pour des raisons de sécurité, il est préférable qu'un réacteur n'atteigne le régime critique que grâce à l'appoint des neutrons retardés. Il serait alors sous-critique si les neutrons prompts existaient seuls. On considèrera donc comme une limite à ne jamais dépasser, une allure du réacteur où les neutrons prompts réaliseraient à eux seuls le régime critique, c'est-à-dire où le flux de neutrons prompts resterait constant dans le temps et où la divergence serait produite grâce aux neutrons retardés.

Nous avions tenu compte de tous les neutrons, prompts et retardés, quand nous avions écrit (page 430):

$$\frac{dn}{dt} = [n\, k_{eff} - n]/l\,. \tag{1}$$

Si nous voulons ne considérer *que les neutrons prompts*, le nombre total $n\, k_{eff}$ des neutrons de la génération suivante doit être diminué du nombre $n\, k_{eff} \sum_1^6 \beta_i$ des neutrons retardés. Ceci revient dans (1) à multiplier k_{eff} par $1-\sum_1^6 \beta_i = 1-\beta$, en posant $\beta = \sum_1^6 \beta_i$.

$\beta = 7{,}5 \cdot 10^{-3}$ pour ^{235}U, $3{,}8 \cdot 10^{-3}$ pour ^{239}Pu.

La relation (1) est alors remplacée par la suivante:

$$\frac{dn}{n\,dt} = \frac{k_{eff}\,(1-\beta) - 1}{l}\,. \tag{2}$$

La condition de criticalité, qui rend constant le nombre de neutrons, s'obtient en écrivant que $dn/dt = 0$. Elle n'est plus ici $k_{eff} = 1$ mais:

$$k_{eff}\,(1-\beta) = 1;$$

Ceci est la condition de «*criticalité prompte*».

La réactivité est alors:

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} = \frac{\dfrac{1}{1-\beta} - 1}{\dfrac{1}{1-\beta}} = \beta\,.$$

Un réacteur serait donc déjà au régime critique grâce aux seuls neutrons prompts lorsque:

$$\rho = \beta,$$

c'est-à-dire, si la substance fissile est l'uranium 235, lorsque:

$$\rho = 0{,}0075 = 750 \text{ p.c.m.}$$

Si la réactivité ρ dépasse β, la période du réacteur diminue très vite lorsque ρ croît.

La formule de NORDHEIM (p. 433) donne en effet[1] pour des neutrons thermiques ($l = 10^{-3}$s)

ρ	:	β	2β	3β
T (seconde)	#	0,66	0,125	0,066

Au-delà de la criticalité prompte, il n'y a plus de ralentissement suffiant dû aux neutrons retardés parce que $T \ll \tau_1$ # 13 s.

Las ituation serait encore bien plus grave pour un réacteur à neutrons rapides ($l = 10^{-5}$s) car si $\rho = \beta$, T = 0,05 s et si $\rho = 2\beta$, T # 0,00125s.

Le danger d'emballement du réacteur dès que ρ dépasserait β, c'est-à-dire si le réacteur était déjà rendu sur-critique par les seuls neutrons prompts est bien montré par les courbes ci-dessous (2) obtenues en supposant que la réactivité est nulle tant que $t \leqslant 0$, puisqu'à l'instant $t = 0$ on applique une réactivité positive ρ constante. Le flux de neutrons est décuplé au bout de:

plus de 100 secondes si $\rho = 100$ p.c.m.,
1,4 seconde si $\rho = \beta = 750$ p.c.m. (criticalité aux neutrons prompts),
0,2 seconde si $\rho = 2\beta = 1500$ p.c.m.

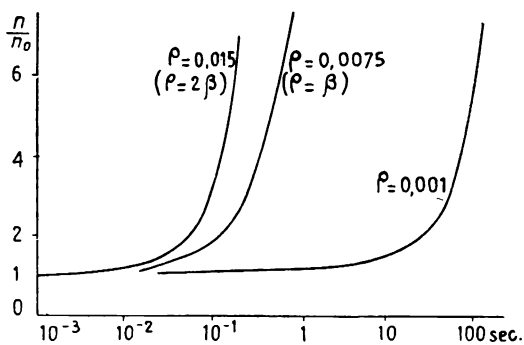


Fig. III-75

(1) Voir aussi ce livre p. 598 pour la manière de faire un calcul exact.

(2) D'après S. GLASSTONE, *Nuclear reactor engineering*, p. 242, éditeur Van Nostrand, 1955, avec autorisation de l'U. S. Atomic Energy Commission.

Cette rapide croissance du flux dès que ρ dépasse β a amené les Américains à représenter les réactivités en valeur relative par le quotient ρ/β qu'ils évaluent en « dollars » et en « cents »:

$\rho = 0$	0,00075	0,0075	0,0150
$\rho/\beta : 0$	10 cents	1 \$	2 \$

Pour récapituler les différentes unités de réactivité:

$$\rho \text{ en dollars} = \rho_{\text{p.c.m.}}/750,$$
$$\rho \text{ en inhours} = \rho_{\text{p.c.m.}}/2{,}62;$$

avec:

$$\rho_{\text{p.c.m.}} = 10^5 \frac{k_{\text{eff}}-1}{k_{\text{eff}}}.$$

On pourra donc admettre comme règle de sécurité:

Jamais ρ ne doit dépasser β, c'est-à-dire qu'il faut toujours pour un réacteur à l'uranium 235:

$$\rho_{\text{p.c.m.}} < 750 \text{ p.c.m.},$$

ou:

$$\rho_{\text{dollars}} < 1 \text{ \$},$$

ou:

$$\rho_{\text{inhour}} < 286 \text{ inhours}.$$

$T_h = \dfrac{2{,}62}{\rho_{\text{p.c.m.}}}$ montre que T doit toujours dépasser 12 secondes.

CHAPITRE VII

TYPES DE RÉACTEURS

VII-1. Classification des réacteurs.

Plus d'une centaine de réacteurs sont actuellement en service. Ils présentent une très grande diversité.

On peut en effet les distinguer:

1° *Suivant la nature des neutrons utilisés*:

réacteurs thermiques, intermédiaires, rapides.

2° *Suivant la répartition du combustible nucléaire et du ralentisseur*;

réacteurs homogènes (le matériau fissile et le modérateur sont éventuellement mélangés en grains inférieurs au mm ou le matériau fissile est dissous dans le modérateur),

réacteurs hétérogènes où matériau fissile et modérateur sont nettement séparés. Par exemple, le matériau fissile est sous forme de barres entourées par le modérateur.

3° *Suivant la nature du combustible nucléaire*:

oxyde d'uranium, uranium naturel, uranium peu enrichi (5% de U-235), très enrichi (plus de 40% de U-235), plutonium.

4° *Suivant la nature du ralentisseur*:

eau légère H_2O, eau lourde D_2O, graphite, exceptionnellement glucinium ou ralentisseur organique.

5° *Suivant la nature de l'agent caloporteur*:

eau légère, eau lourde, air, CO_2, Na fondu.

6° *Suivant leur destination*:

recherches sur les réacteurs (maquettes, prototypes), recherches sur l'effet des radiations, production d'énergie électrique, force motrice (actuellement moteur de sous-marin ou de brise-glace), breeder.

Rien qu'en combinant les possibilités énumérées ci-dessus de 1°à 6° on prévoit 1800 modèles différents de réacteurs. Encore faudrait-il remarquer que les réflecteurs de neutrons, les dispositifs de contrôle et de protection, la structure des réacteurs sont encore très variables d'un réacteur à l'autre.

Certains modèles sont cependant beaucoup plus répandus que d'autres. Sur 86 réacteurs de tous pays on relève:

1)
- 77 à neutrons thermiques,
- 1 „ „ intermédiaires,
- 8 „ „ rapides.

2)
- 70 réacteurs hétérogènes,
- 16 réacteurs homogènes.

3)
- 53 à uranium enrichi en U-235,
- 25 à uranium naturel,
- 6 au plutonium.

4)
- 37 modérateurs à eau légère,
- 18 „ à eau lourde,
- 18 „ à graphite,
- 9 sans modérateur.

5)
- 30 sont réfrigérés par H_2O, (1)
- 12 „ „ D_2O,
- 6 „ „ air
- 4 „ „ CO_2
- 5 „ „ Na ou Na-K fondus, Hg.

6)
- 61 servent aux recherches,
- 15 servent à produire de l'énergie,
- 5 actionnent des moteurs,
- 6 sont des breeders.

VII-2. **Réacteurs thermiques, réacteurs rapides.**

VII-2.1. **Réacteurs à neutrons thermiques.**

Ces réacteurs sont, de loin, les plus répandus en raison d'un grand nombre d'avantages.

a) Ils peuvent utiliser tout combustible nucléaire, depuis l'oxyde d'uranium naturel jusqu'à U-235 presque pur, ce qui permet de faire varier le rapport: volume modérateur/volume combustible dans de larges limites.

b) A puissance donnée, le volume des réacteurs thermiques est plus élevé que celui des réacteurs à neutrons rapides. Il n'en résulte que peu d'aug-

(1) Sur 117 réacteurs en service fin 1960, classés d'après leur refroidisseur il y en a 37 à réfrigérant gazeux, 28 à l'eau pressurisée dont 7 à D_2O, 26 à eau bouillante dont 3 à D_2O, 17 à métal fondu, 4 à réfrigérant organique et 5 réacteurs homogènes (*Nucleonics*, 18, 1960, n° 11, p. 148).

mentation de prix et au contraire de grandes facilités pour évacuer la chaleur produite. Le choix des substances réfrigérantes est étendu.

c) Le contrôle de la marche du réacteur est aisé et la sécurité bonne. En effet, si l'on suppose que le réacteur devienne sur-critique aux neutrons prompts, la durée de vie d'une génération de neutrons reste de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} s, tandis qu'elle serait de 10^{-7} s pour un réacteur rapide qui s'emballerait encore plus rapidement (v. p. 434, figure III-74).

d) La puissance thermique recueillie va de plus de 4000 kW/kg de combustible à moins de 2 kW/kg suivant que le combustible est enrichi ou non en U-235 et suivant l'allure du réacteur, c'est-à-dire suivant la valeur du flux neutronique (p. 605, 606). En général une grande partie de l'uranium 235 du combustible est utilisée et on récupère le ^{239}Pu formé aux dépens de ^{238}U par capture des neutrons.

Cependant ces réacteurs ont un certain nombre d'inconvénients:

a) Les fissions produisent du xénon et du samarium qui agissent comme des poisons en faisant baisser peu à peu la réactivité. Il faut remplacer par du neuf le combustible usagé bien qu'il contienne encore de l'uranium 235. Des produits de fission inutiles ou gênants, on sépare par voie chimique l'uranium et le plutonium. C'est le «recyclage» du combustible (page 479).

b) Comme les sections efficaces d'absorption aux neutrons thermiques sont souvent élevées, on doit bien choisir le modérateur et les matériaux des «structures»: gaines des barres de combustible, tuyaux amenant le réfrigérant. Le zirconium est excellent mais cher; l'acier inoxydable est employé surtout avec l'uranium enrichi.

c) Le modérateur destiné à freiner les neutrons rapides de fission jusqu'à l'état thermique est souvent cher: eau lourde, graphite exempt de bore à 10^{-7} près, glucine. Toutefois, l'emploi d'uranium enrichi permet d'employer comme modérateur de l'eau légère.

VII-2.2. **Réacteurs à neutrons rapides.**

Ces réacteurs ont d'intéressantes propriétés. Les sections efficaces de capture sans fissions dans U-238 sont beaucoup plus faibles pour les neutrons rapides que pour les neutrons thermiques. Des proportions notables de U-238 pourront être soit fissionnées, soit converties en plutonium et ces réacteurs peuvent fonctionner en piles couveuses. Ceci est intéressant pour l'avenir, quand, l'uranium se faisant rare, il faudra utiliser l'U-238 beaucoup plus abondant que U-235 et peut-être, à plus proche échéance, pour diminuer le prix du kWh nucléaire.

Ces réacteurs n'ont pas de modérateur et la taille critique est faible. La chaleur dégagée est importante et le rendement thermodynamique est élevé parce que la température du coeur, qui est la source chaude, est élevée (1). Pour évacuer la chaleur fournie, on doit employer un métal fondu, Na ou alliage Na-K et non de l'eau lourde ou légère, qui ralentirait les neutrons.

A la différence des réacteurs thermiques, les réacteurs rapides ont l'avantage de ne pas être gênés dans leur fonctionnement par l'accumulation du Xe parce que la section efficace d'absorption des neutrons rapides dans le xénon est faible.

Un autre avantage de ces réacteurs est que les neutrons rapides endommagent beaucoup moins que les neutrons thermiques le matériel des structures (parce que les sections efficaces d'absorption sont plus faibles).

Actuellement on obtient 314 kW/kg d'uranium 235 dans le réacteur EBR 2.

Ces réacteurs ont un certain nombre d'inconvénients:

Ils doivent utiliser du combustible nucléaire à haute teneur en matière fissile donc cher (52 kg d'U-235 à 93% dans EBR1, 350 kg d'uranium à 49% d'U-235 ou 90 kg de plutonium à 24% de ^{239}Pu dans EBR 2).

Le refroidissement par les métaux fondus en est à ses débuts et nécessite des pompes spéciales à forte consommation d'énergie. Il est compliqué par les faibles dimensions du coeur du réacteur.

Le contrôle est plus délicat que celui d'un réacteur thermique parce que la durée de vie d'une génération de neutrons rapides n'est que de l'ordre de 10^{-7} s, donc n'allongerait pas la période si on laissait le réacteur devenir critique aux neutrons prompts (p. 435). Le contrôle se fait en déplaçant une partie du combustible ou du réflecteur car pour les neutrons rapides il n'y a pas d'absorbeur efficace comme le sont le bore ou le cadmium pour les neutrons lents.

Signalons qu'un réacteur « intermédiaire » utilisant comme combustible de l'uranium enrichi, comme réfrigérant du sodium liquide, comme modérateur du béryllium avait été réalisé aux Etats-Unis pour la propulsion du sous-marin Sea Wolf. Il a été retiré du service à cause des difficultés dues à la corrosion pour être remplacé par un réacteur à eau pressurisée comme celui du Nautilus.

(1) 350°C dans E.B.R. (*Experimental Breeder Reactor*).

VII-3. Réacteurs hétérogènes et homogènes.

VII-3.1. Réacteurs hétérogènes.

La séparation du modérateur et du combustible nucléaire met plusieurs paramètres à la disposition des réalisateurs de réacteurs hétérogènes. Les uns sont de nature géométrique: par exemple, dimensions des barres de matière fissile, écartement de ces barres. Les autres sont les concentrations en matière fissile des différentes barres. On peut remplacer facilement par des barres plus actives les barres devenues peu actives par épuisement en U-235 ou empoisonnement par du xénon. Des barres retirées du réacteur, on récupèrera la matière fissile et fertile encore présente et le plutonium formé. On modifie de temps en temps la répartition de barres de concentrations différentes pour obtenir la puissance maxima, les barres neuves se mettant au centre du coeur.

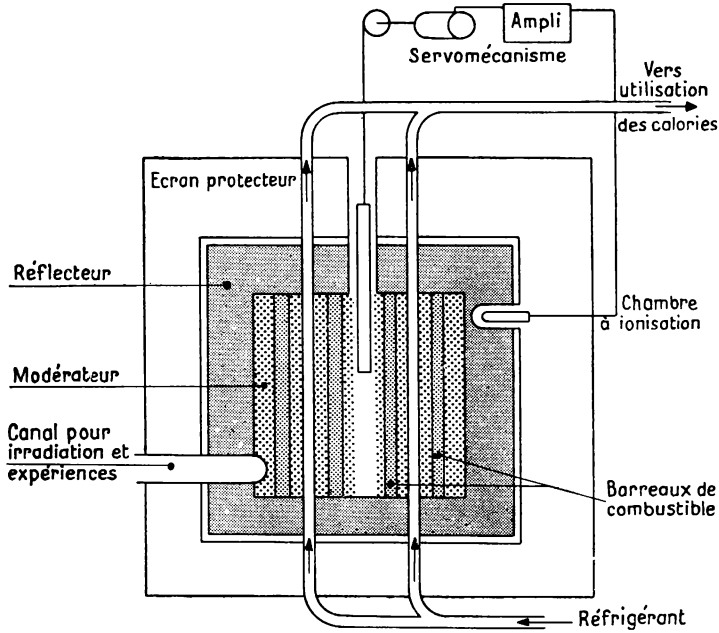


Fig. III-76

Schéma d'un réacteur hétérogène.

Les barres sont gainées (généralement alliage au zirconium, au magnésium ou acier inoxydable) pour éviter la diffusion des produits de fission et protéger le combustible.

Le réfrigérant peut être si bien séparé du combustible qu'il ne devient pas radioactif, ce qui simplifie les pompes et les échangeurs de température.

Ces réacteurs ont certains inconvénients:

les neutrons endommagent les gaines des barreaux, et le matériel de structure; la température maxima est limitée pour ne pas produire dans le combustible nucléaire un changement de système cristallin qui le déformerait (par exemple, à 668°C l'uranium subit un changement de phase et un second à 774°C).

VII-3.2. **Réacteurs homogènes.**

Les réacteurs homogènes utilisent une solution d'un sel d'uranium ou de plutonium (sulfate ou nitrate en général) dans H_2O ou D_2O. Les nuclides fissiles sont ^{235}U ou ^{239}Pu, l'eau légère ou lourde est le modérateur. Dans le coeur du réacteur, la masse critique est légèrement dépassée. La solution s'échauffe (par exemple à 300°C, sous pression de 160 atm dans le réacteur HRT aux Etats-Unis). De la vapeur produite dans un échangeur permet d'obtenir de l'énergie sans danger de contamination radioactive.

Le réacteur HRT permet d'obtenir de l'uranium 233 fissile à partir du thorium 232 fertile que l'on met sous forme de solution autour du coeur du réacteur.

Un tel réacteur est simple, assez facile à construire et son coefficient de température est négatif (la réactivité diminue quand la température s'élève), ce qui facilite le contrôle. On élimine le xénon en retirant chimiquement l'iode qui est sa substance mère.

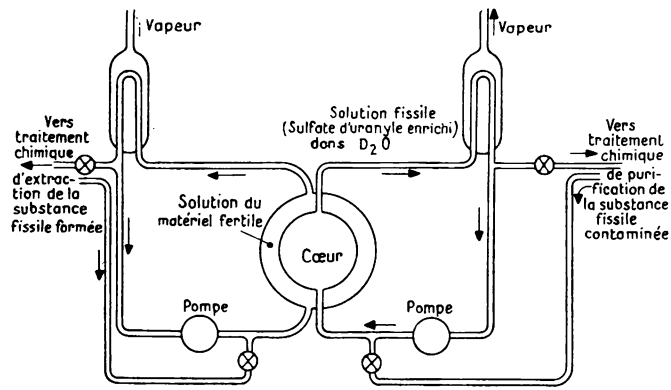


Fig. III-77

Schéma du réacteur homogène HRT (Homogeneous Reactor Test) ou HTR (Homogeneous Thorium Reactor).

Cependant les réacteurs homogènes de ce type ont certains inconvénients:

a) nécessité de fonctionner sous une pression élevée car la température de la solution est celle de la source chaude qui produit la vapeur et, si cette température est élevée, la tension de vapeur de la solution l'est aussi;

b) la solution est assez corrosive et attaque les parties métalliques telles que les pompes et les échangeurs;

c) les fragments de fission et le rayonnement γ décomposent l'eau de la solution en donnant du mélange tonnant qu'il faut retransformer en eau par passage sur de la mousse de platine;

d) le combustible nucléaire doit être enrichi;

e) la solution envoie autour d'elle des neutrons retardés et il faut en protéger le voisinage des tuyaux où elle circule.

En France, un réacteur homogène expérimental, Proserpine [1], construit à Saclay a divergé en mars 1958. La solution formant le coeur est contenue dans une cuve d'acier inoxydable d'Ugine NSM22, résistant à la corrosion par l'acide sulfurique. La cuve contient une solution sulfurique à 0,5 N de sulfate de plutonium dans l'eau légère. La concentration a varié au cours des essais de 0 à 32 g/litre. La masse critique minima déterminée par des expériences critiques (p. 576) a été trouvée de 291 g dissous dans environ 10 litres d'eau à 32°C, elle était ajustée en faisant varier la hauteur de solution contenue dans la cuve d'acier inoxydable. Cette cuve a 25 cm de diamètre, 30 cm de profondeur et 1 mm d'épaisseur, elle communique avec un réservoir par un tube partant du centre de sa paroi inférieure. Le niveau de la solution mesuré électriquement par une pointe vibrante fermant un circuit par contact avec la solution est maintenu stable à mieux que 5 microns près par un dispositif électropneumatique. Toutes les manipulations concernant la solution se font en boîtes à gants à cause de la toxicité du plutonium.

Le coeur est entouré d'un premier réflecteur de 30 cm d'épaisseur en briques de glucine (BeO), lui-même entouré d'un second réflecteur de 50 cm d'épaisseur en graphite.

Le contrôle est assuré par deux barres de sécurité et deux barres de réglage. Ces barres horizontales sont des tubes d'aluminium remplis de carbure de bore tangents à la cuve. La puissance ne devant pas dépasser 10 W il n'y a aucun réfrigérant et les barres de sécurité sont déclenchées par une arbalète si la puissance dépasse 10 W ou la réactivité 150 p.c.m. Elles sont aussi déclenchées en cas de panne du secteur, d'abaissement

(1) Voir description détaillée dans l'article J. BERTRAND, P. LECOUSTEY et J. TACHON, *Industries Atomiques*, 2, 1958, n° 5/6, p. 110.

de température de la pile, de fuites de solution, d'activité anormale. La protection est assurée par un mur en béton de 1 m d'épaisseur et 3 m de haut.

Le coefficient de température de la réactivité a été trouvé négatif.

VII-4. Réacteurs à l'uranium naturel, modérateur graphite et refroidissement par gaz carbonique.

VII-4.1. Analogies entre la centrale de Calder Hall et les centrales françaises.

Nous allons donner quelques détails sur les réacteurs britanniques de la centrale de Calder Hall parce qu'ils présentent de grandes analogies avec ceux que l'E.D.F. a construits à Marcoule (G2, G3) et est en train de construire à Avoine près de Chinon (EDF 1, EDF 2) (1). Ces analogies sont les suivantes:

but du réacteur: production de plutonium et d'énergie électrique,
nature: réacteur hétérogène à neutrons thermiques,
combustible: uranium naturel,
modérateur, réflecteur } graphite,
refroidisseur: CO_2 sous pression.

Comme G2 et G3 les quatre réacteurs de Calder Hall avaient été destinés à produire du plutonium, l'énergie électrique n'intéressant qu'en second lieu. L'équipement britannique en énergie nucléaire sera achevé au moyen de réacteurs de conception voisine mais où de petites modifications seront apportées car la production d'énergie électrique sera le but essentiel, tout comme à Chinon. En 1961, la Grande-Bretagne dispose de 1700 à 2000 MW d'origine nucléaire produits par des réacteurs dérivés de ceux de Calder Hall.

VII-4.2. Description des réacteurs de Calder Hall.

Le combustible des réacteurs de Calder Hall est constitué par 118 tonnes d'uranium naturel sous forme de barres gainées d'un alliage de magnésium rendu résistant à la corrosion à chaud dans le gaz carbonique par l'addition de 0,05% Be, 0,1% Ca et 1% Al. L'intérêt du magnésium est que sa section efficace d'absorption aux neutrons thermiques est beaucoup plus faible que celles du zirconium ou de l'aluminium ($\Sigma_a = 2{,}54 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1}

(1) Voir 3ème partie, XVI, § 5,2 et § 5,3.

pour Mg, $7{,}65 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} pour Zr, $13 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} pour Al). La faiblesse de l'absorption de neutrons thermiques par la gaine est spécialement utile ici parce que le combustible étant l'uranium naturel l'économie de neutrons doit être sévère.

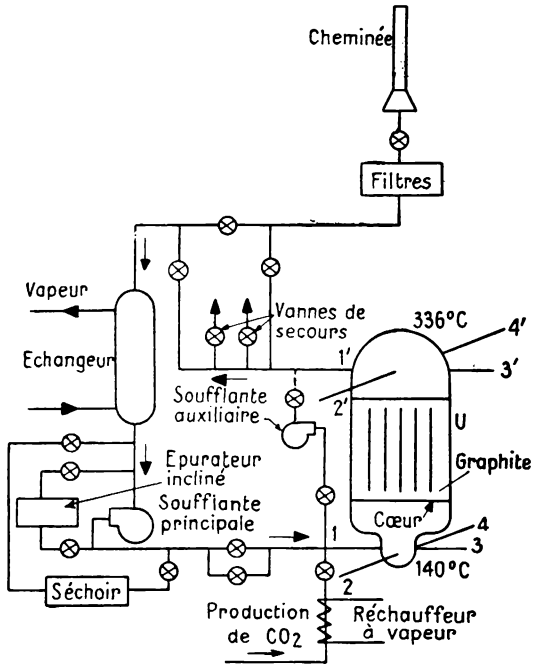


Fig. III-78

Schéma d'un réacteur de Calder Hall. Circuit principal du CO_2 comprimé. Quatre circuits identiques, 11', 22', 33', 44' existent en parallèle, seul est figuré le circuit 1, 1'.

Les barres de combustible gainé ont 29 mm de diamètre et 6,1 m de long, elles sont disposées verticalement en réseau dans 3 sortes de canaux:

256 canaux centraux de 10,6 cm de diamètre,
576 canaux intermédiaires de 10 cm de diamètre,
864 canaux périphériques de 9,2 cm de diamètre.

Ces canaux plongent dans le graphite modérateur (masse spécifique 1730 kg/m^3, $\sigma_a = 4 \cdot 10^{-3}$ barn). Le diamètre extérieur du coeur est 9,4 m, sa hauteur 6,1 m. Le graphite réflecteur entoure le coeur et son diamètre extérieur est 11 m, sa hauteur 8,2 m. Sa masse spécifique est 1600 kg/m^3, $\sigma_a = 4{,}8 \cdot 10^{-3}$ barn. Environ 1000 tonnes de graphite ont été utilisées. L'ensemble coeur-réflecteur est enfermé dans un caisson en acier de 5 cm

d'épaisseur, 11,30 m de diamètre et 21,8 m de haut destiné à tenir la pression et à protéger l'usine en cas d'incident grave dans le réacteur. Il est entouré d'une enveloppe non étanche en béton.

La température du combustible est d'environ 425°C et celle du graphite 250°C. Le gaz carbonique comprimé à 7 kg/cm² ($6{,}9 \cdot 10^5$ N/m²), entre dans le réacteur à 140°C et en sort à 336°C pour se rendre dans les échangeurs de température où il échauffe de la vapeur à haute pression (14,7 kg/cm², 314°C) et de la vapeur à basse pression (4,4 kg/cm², 176°C). Chaque réacteur alimente deux turbo-alternateurs de 21 MW chacun, le débit de vapeur est de 117 tonnes/heure. Les quatre réacteurs actuellement en service donnent ensemble 156 MW électriques provenant de 728 MW thermiques. Le prix de revient du kWh serait 0,031 NF.

VII-4.3. **Particularités.**

A Calder Hall, le combustible est gainé sous forme de tubes à ailettes, la turbulence provoquée dans CO_2 étant favorable au refroidissement. Une non-étanchéité de gaine du combustible serait détectée par la méthode suivante. On envoie sous un compteur à scintillation un fil métallique sur lequel un champ électrique précipite les poussières radioactives apportées en cas de fuite par un courant de CO_2 léchant une barre de combustible. Un système de sélecteurs tournants contrôle successivement chacune des 1696 barres, chaque barre étant vérifiée toutes les demi-heures.

VII-4.4. **Avantages et inconvénients d'un réacteur de ce type.**

a) *Avantages.*— Le gaz carbonique refroidisseur n'attaque pas appréciablement, même à chaud, le combustible, les gaines et les structures. Le coefficient de température est négatif:

$$\underset{\text{dû à U}}{d\rho/dt = -2{,}5 \cdot 10^{-5}} \underset{\text{dû à C}}{- 7 \cdot 10^{-5}};$$

la diminution de réactivité est due à la diminution du nombre de noyaux par cm³ et à l'augmentation des dimensions du réacteur.

La section efficace d'absorption de CO_2 est faible ($\sigma_a = 9 \cdot 2 \cdot 10^{-3}$ barn pour une molécule de CO_2).

Le rapport de conversion est assez élevé: 0,85.

b) *Inconvénients.*— Avec CO_2 les échanges de chaleur sont assez faibles, ce qui oblige à le comprimer et à adopter des dimensions importantes pour le réacteur et les échangeurs. Des épurateurs cyclones sont nécessaires pour enlever les poussières radioactives. Il existe un excès important de

réactivité très variable au cours de l'existence du réacteur, d'où le nombre important de barres de réglage lent. Le gainage des barres d'uranium est coûteux. Comme dans tout réacteur à uranium naturel, l'uranium 235 ne peut être utilisé qu'en faible partie avant d'envoyer recycler le combustible. On obtient environ 3000 MW jour/tonne avant recyclage (MW thermiques).

VII-5. **Réacteurs à eau pressurisée.**

VII-5.1. **Généralités.**

De nombreux réacteurs, le plus souvent destinés à produire de l'énergie électrique utilisent comme combustible de l'uranium enrichi, et comme modérateur-réfrigérant-réflecteur, de l'eau légère maintenue sous pression pour qu'elle ne bouille pas.

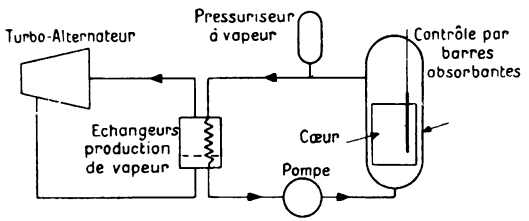


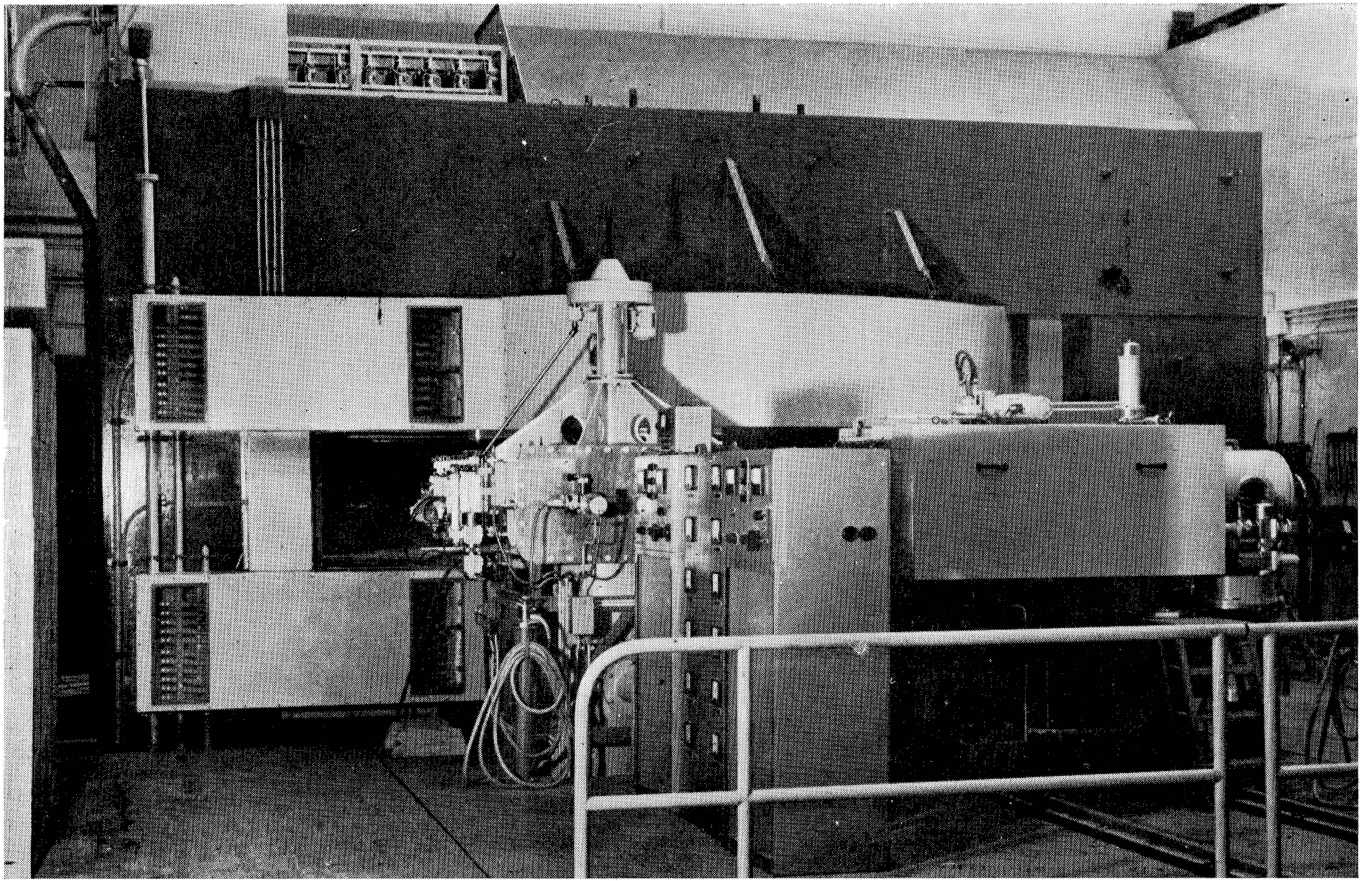
Fig. III-79

Telles sont les centrales électriques P.W.R. (Pressurised Water Reactor) (1) à Shippingport (Pa, U.S.A.) de 60 MW électriques et Y.A.E.C (Yankee Atomic Energy Co) à Rowe (Mass., U.S.A.) de 136 MW électriques.

D'autres sont destinés à réaliser des centrales facilement transportables à installer dans des régions où l'approvisionnement en combustibles non nucléaires est incertain: A.P.P.R. (*A*rmy *P*ackage *P*ower *R*eactor) (2) de 1,86 MW électriques, ou à assurer la propulsion de navires ou de sous-marins.

D'autres réacteurs à uranium enrichi utilisent l'eau légère comme réfrigérant, mais ont leur modérateur-réflecteur constitué par du graphite, le rôle de l'eau comme modérateur étant secondaire. Tel est le cas de la première centrale électrique nucléaire, fonctionnant en U.R.S.S. depuis 1954 près de Moscou (5 MW électriques).

(1) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 4, p. 53-72.
(2) *Nucleonics*, 15, 1957, n° 8, en face p. 60.

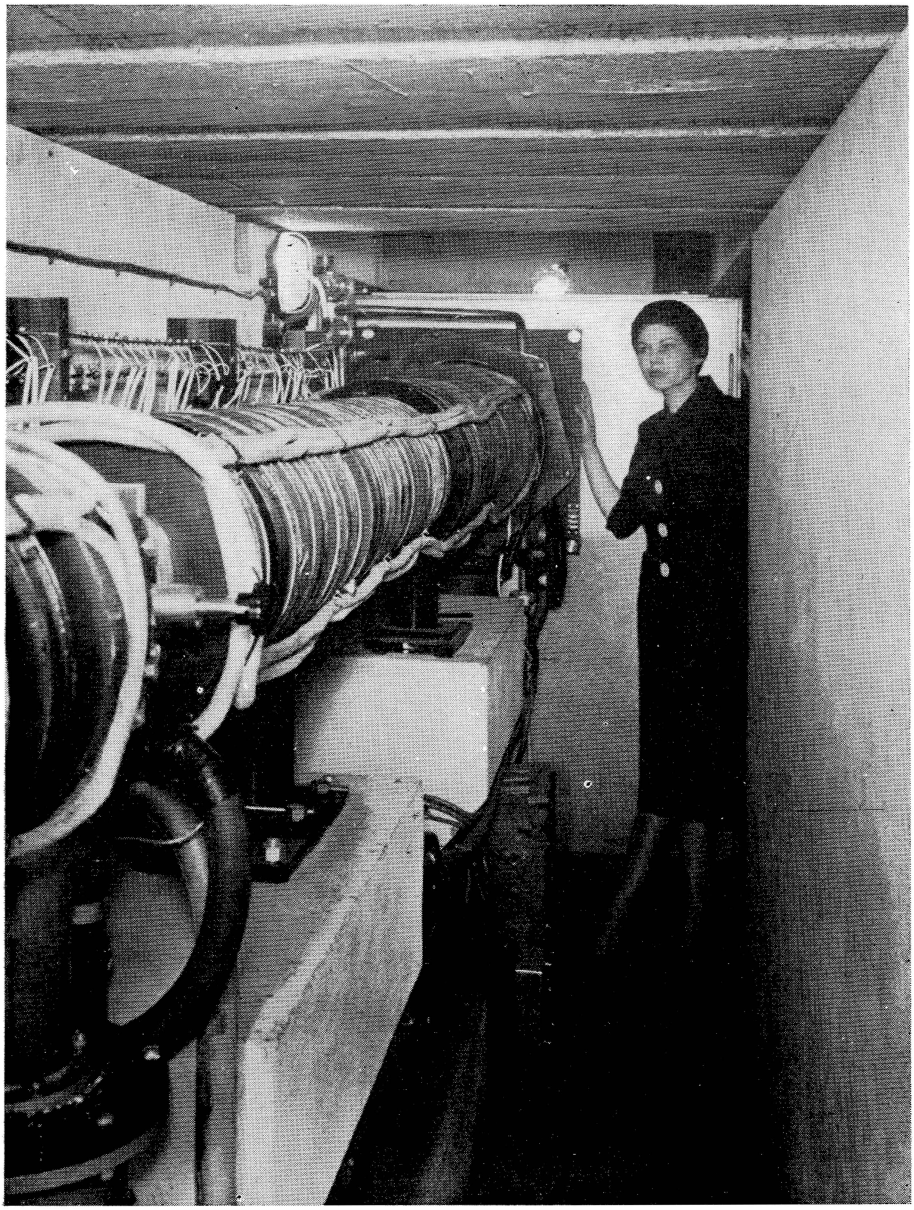


Synchrocyclotron de 150 Mev (protons) côté lignes.

(Laboratoires d'ORSAY)

PLANCHE XI

PLANCHE XII



Accélérateur linéaire d'électrons de 28 Mev à SACLAY.

(*Photo C.E.A.*)

Nous allons donner quelques détails sur le réacteur P.W.R. sur lequel on connaît beaucoup de renseignements. Sa puissance électrique est de 60 MW obtenus à partir de 231 MW thermiques.

VII-5.2. **Coeur de P.W.R.**

Pour abaisser le prix de revient du kWh, le coeur de P.W.R. contient non seulement 75 kg d'uranium enrichi à 93% en U-235 qui sert de matière fissile, mais aussi 12 500 kg d'oxyde d'uranium naturel fertile. Ce réacteur fonctionne donc à la fois comme générateur d'énergie électrique et comme convertisseur, le plutonium formé dans UO_2 étant vendu. Le rapport de conversion est 1,1.

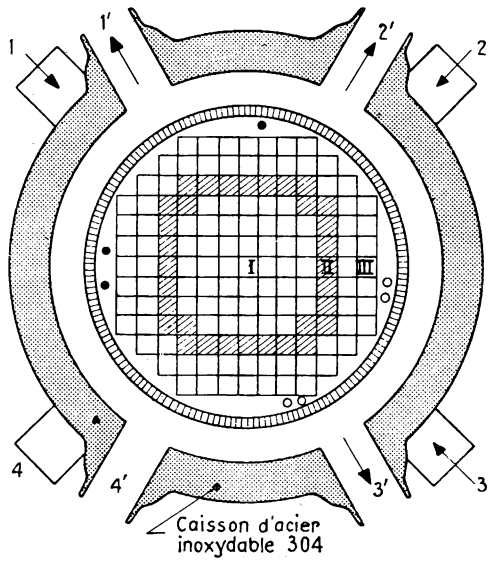


Fig. III-80

Coupe horizontale du coeur de P.W.R., d'après *Nucleonics*, 16, 1958, n° 4, fig. n° 3, of the reactor file n° 5.

/// U enrichi à 93% de U-235,

□ UO_2 réparti en deux zones: l'une I intérieure, l'autre III extérieure au carré II de U enrichi,

● instrument de mesure du flux neutronique,

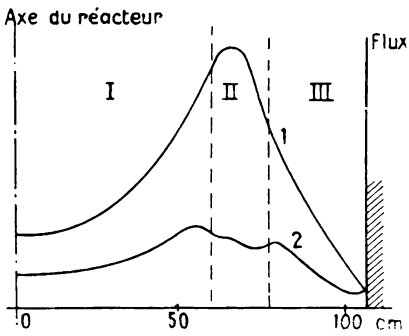
○ détecteur de fuite des gaînes. Le coeur a 2 m de diamètre et 1,8 m de haut. Le diamètre intérieur du caisson est 2,8 m, son épaisseur est 21 cm, sa hauteur 10 mètres.

1, 2, 3, 4 entrées d'eau (en bas du réacteur),

1', 2', 3', 4' sorties d'eau (à 1 m du dessus du coeur).

L'uranium enrichi est réparti en 32 éléments de 60 plaques gainées de zircalloy 2 (1). L'oxyde d'uranium est disposé en 113 éléments comportant chacun 7 faisceaux de barres. Une barre comporte 26 petits cylindres de UO_2 fritté de 9 mm de diamètre et 9 mm de haut enfermés dans un tube de zircalloy 2.

La matière fertile agit aussi comme modérateur et comme réflecteur, comme le montrent les deux bosses de la courbe 2 représentant le flux des neutrons thermiques en fonction de la distance à l'axe.



Variation des flux neutroniques, d'après *Nucleonics*, 16, 1958, n° 4, p. 63.

I région de UO_2 fertile intérieure à II,
II région de U-235 fissile,
III région de UO_2 extérieure à II.

Courbe 1: variation du flux des neutrons épithermiques avec la distance à l'axe du réacteur.

Courbe 2: variation du flux des neutrons thermiques d'énergie 0,0471 eV (+272°C).

Fig. III-81

VII-5.3. **Le rôle de l'eau légère.**

L'eau légère agit comme modérateur et comme réfrigérant. Elle est maintenue sous une pression de 140 kgf/cm², par un pressuriseur à vapeur chauffé électriquement (500 kW) (sous cette pression l'eau bouillirait à 335°C). Elle entre dans le bas du réacteur à une température de 264°C et sort au-dessus du coeur à 282°C. Son débit est de 3,7 m³/s, ce qui correspond à une vitesse de 6 m/s dans le réacteur, et 9 m/s dans les canalisations. Il existe quatre circuits identiques 1-1′, 2-2′, 3-3′, 4-4′ en parallèle munis chacun d'une pompe, d'un pressuriseur à vapeur et d'un échangeur de température-générateur de vapeur. En service normal, seulement trois circuits fonctionnent, le quatrième étant en réserve pour le cas d'une panne. Toutes les canalisations d'eau sont en acier inoxydable, le zircalloy 2 n'intervenant que pour le gainage du combustible et de UO_2.

On diminue la corrosion de l'eau en absorbant vers 100°C, au moyen d'hydrazine $NH_2—NH_2$, l'oxygène dissous dans l'eau et on diminue l'acidité par addition de LiOH. Il existe également une purification par résines échangeuses d'ions qui retiennent les impuretés radioactives pouvant se trouver dans l'eau.

(1) Voir note page 459.

L'eau emporte une puissance de 231 MW thermiques (soit 55 000 kilocalories/seconde). Cependant, le combustible reste à une température plus élevée que l'eau (305°C en moyenne) et l'uranium fritté est à une température moyenne très supérieure (540°C) parce qu'il conduit mal la chaleur.

Par raison de sécurité le réacteur est enfermé dans un caisson d'acier au carbone plaqué d'acier inoxydable 304, l'épaisseur du caisson est de 21 centimètres, il est prévu pour résister à une pression de 175 kgf/cm^2 et a été essayé à 260 kgf/cm^2.

VII-5.4. **Contrôle du réacteur.**

Les barres de réglage sont au nombre de 32. Leur longueur, 1,8 m est égale à la hauteur du coeur, leur section est uniforme. Elles sont en hafnium, métal coûteux mais qui se recommande comme bon absorbeur de neutrons et surtout comme très solide mécaniquement et résistant bien à la corrosion par l'eau chaude.

Elles peuvent abaisser le facteur de multiplication k de 25,6%. Ainsi on peut contrôler le réacteur malgré une diminution progressive de 6,7% de k due aux poisons (Xe et Sm), une autre de 10% due à l'épuisement du combustible, et un abaissement de 2,6% donné par l'échauffement. Cet abaissement de 2,6% correspondrait à $\Delta t \# +72°C$ car le coefficient de température du réacteur: $\Delta k/\Delta t \# -3{,}6 \cdot 10^{-4}/°C$. Ce coefficient négatif contribue beaucoup à la sécurité.

En marche normale, les barres se déplacent de 28 cm/minute, mais en cas d'urgence, elles peuvent tomber en 1,35 seconde.

VII-5.5. **Prix du kWh.**

Le réacteur P.W.R. doit être regardé comme un prototype, car il a été construit surtout pour apporter tous renseignements utiles pour construire plus économiquement d'autres réacteurs de mêmes principes. Le prix du kWh est donc plus élevé qu'il ne le serait si on construisait maintenant un tel réacteur en bénéficiant de l'expérience acquise avec P.W.R. Ce prix baissera et tendra vers 0,0525 NF/kWh en 1965.

De ce prix, 35% représentent l'amortissement des investissements (calculé avec un intérêt de 14% par an), 60% la consommation du combustible (déduction faite de 8% apportés par récupération de ^{238}Pu et ^{235}U) et 5% les salaires du personnel et diverses dépenses d'entretien.

Les dépenses d'investissement ont été très élevées, 72,5 millions de dollars, sur lesquels le coeur a coûté 13 millions, le caisson 2,1 millions et le turbo-alternateur 17,5 millions.

VII-6. **Piles piscines.**

Les piles piscines (swimming pool reactor) sont actuellement très répandues. Ces piles sont destinées uniquement à la recherche et se distinguent en ce que le modérateur qui sert en même temps de réfrigérant et en général de réflecteur est de l'eau ordinaire. Le coeur est immergé dans un bac ou une fosse contenant plusieurs mètres cubes d'eau. Les parois de béton et la couche de plusieurs mètres d'eau assurent la protection contre les radiations. En général le refroidissement est assuré seulement par la convection de cette eau, mais il est aussi possible de l'envoyer à un échangeur de température refroidi par de l'eau extérieure. Ceci est préférable au-delà de 100 kW et permet de dépasser 1000 kW avec un débit d'eau de refroidissement de 2 à 4 m³/minute et un échauffement de 8°C. Ce refroidissement extérieur est employé à Grenoble pour Mélusine.

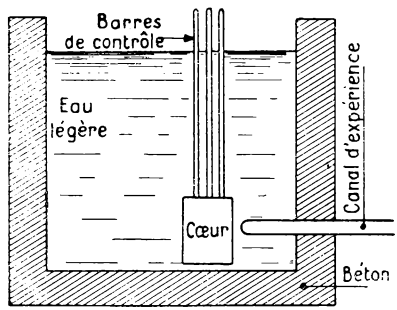


Fig. III-82

La sécurité d'une pile piscine est grande, car au cas où la puissance croîtrait accidentellement, par exemple passerait de 100 kW à 1000 kW, l'eau bouillirait entre les plaques de combustible et la diminution importante du ralentissement des neutrons qui en résulterait freinerait l'augmentation de puissance. On utilise normalement des barres de réglage en cadmium ou en alliage de bore, les mécanismes de commande sont habituellement fixés à un pont situé au-dessus de la piscine et portant les dispositifs électroniques de mesure et de contrôle.

L'emploi d'eau ordinaire comme modérateur et le faible volume du coeur obligent à utiliser de l'uranium enrichi comme combustible. Ce combustible est disposé en plaques verticales entre lesquelles l'eau passe. Ces plaques sont en réalité des boîtes plates en aluminium ou en alliage de zirconium remplies de combustible nucléaire: uranium enrichi à 90% allié à de l'aluminium (pile B.S.F., *B*ulk *S*hielding *F*acility, à Oak Ridge) ou oxyde d'uranium fritté avec de la poudre d'aluminium, alliage à 55% d'aluminium et 45% d'uranium enrichi à 20% dans la pile Mélusine de Grenoble, uranium enrichi à 10% (pile de l'Exposition Industrielle de Moscou). La masse d'uranium 235 doit être de 3 à 5 kg.

Le réflecteur est souvent constitué simplement par l'eau de la piscine, mais on emploie aussi du graphite ou de l'oxyde de béryllium enfermé dans des boîtes d'aluminium identiques à celles contenant le combustible

Le flux de neutrons et la puissance vont de 10^7 n/cm^2·s et 1 watt pour une pile piscine servant à l'entraînement du personnel à plus de 10^{13} n/cm^2·s et 1000 kW pour les piles servant à étudier l'effet des neutrons sur la matière.

L'intérêt des piles piscines pour la recherche vient de ce que le coeur est accessible, éventuellement mobile, de ce qu'il est facile d'approcher de lui divers matériaux pour faire des études d'absorption des neutrons, des études de réflecteur, d'écrans protecteurs, etc. Le prix d'une pile piscine est bas, à cause de la simplicité des dispositifs auxiliaires et est de l'ordre de 1 million de NF. De telles piles sont déjà fabriquées industriellement et il en existe des modèles transportables.

VII-7. **Réacteur à eau bouillante.**

VII-7.1. **Généralités.**

L'idée d'obtenir directement de la vapeur dans le coeur du réacteur en l'utilisant comme chaudière est séduisante par sa simplicité: plus d'échangeurs de température, un seul circuit parcouru par le liquide réfrigérant.

On avait craint que la formation de bulles dans le coeur du réacteur conduise à une instabilité. Il n'en a rien été et, au contraire, on peut construire un réacteur à eau bouillante de très grande sécurité. En effet la présence de bulles dans le réfrigérant qui est en même temps le modérateur agit sur la réactivité de trois manières différentes:

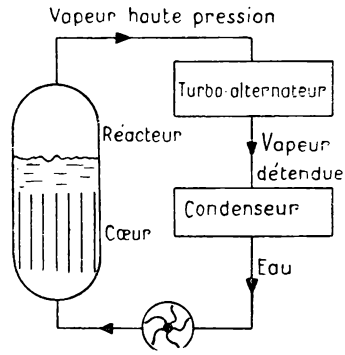


Fig. III-83

1° Les bulles de vapeur diminuent la masse du modérateur que traversent les neutrons. Certains arrivent par suite sur l'uranium avec une énergie encore dans le domaine où U-238 absorbe par résonance. Il en résulte une diminution de réactivité si le combustible est de l'uranium naturel ou peu enrichi en ^{235}U.

2° Les fuites de neutrons vers l'extérieur augmentent par suite de la diminution de masse du modérateur, d'où diminution supplémentaire de réactivité.

3° Par contre, le nombre de neutrons capturés par le modérateur réfrigérant diminue à cause des bulles.

Si le modérateur-réfrigérant est de l'eau lourde, seules existent les causes de diminution de réactivité. Si la chaleur dégagée tend à s'élever, le volume des bulles croît et la réactivité décroît: il y a stabilisation.

Si l'eau légère est employée, l'augmentation de réactivité due à la diminution des captures produite par une augmentation de la production des bulles ne l'emportera sur la diminution due aux causes 1° et 2° que si le rapport du volume du modérateur au volume du combustible dépasse une certaine valeur r. En réalisant un réacteur où ce rapport est inférieur à r, la réactivité diminue quand la puissance dégagée augmente.

VII-7.2. **Description succincte d'E.B.W.R.**

Le réacteur E.B.W.R. (*E*xperimental *B*oiling *W*ater *R*eactor) situé à Argonne (U.S.A.) est une centrale électrique expérimentale qui donne 5 MW électriques à partir de 20 MW thermiques. C'est un réacteur hétérogène à neutrons thermiques. Le coeur se compose de 106 cellules contenant 5300 kg d'uranium naturel. Dans chaque cellule le combustible est réparti en 6 plaques gainées de zircalloy 2 [1] épaisses de 7,1 mm ou 5,4 mm séparées par des intervalles d'eau de 9,4 mm. Le flux de neutrons peut varier de 10^{13} à $2{,}4 \cdot 10^{13}$ n/cm^2·3.

La vapeur, recueillie au-dessus du coeur dans une cloche de 2 m de haut, est envoyée à la turbine à 250°C sous une pression de 40 kg/cm^2 et s'y détend à une pression de 0,1 kg/cm^2.

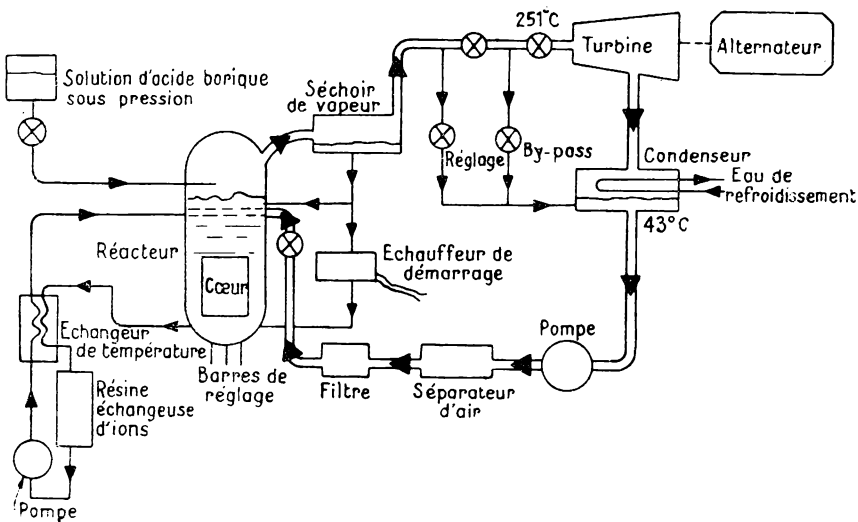


Fig. III-84

Schéma de principe du réacteur E.B.W.R. Le circuit principal de l'eau est indiqué par les flèches épaisses.

(1) Zr 98,2%, Sn 1,5%, Fe 0,12%, Cr 0,1%, Ni 0,05%, N traces.

Malgré la sécurité apportée par la diminution de réactivité que produirait un accroissement de puissance (1), le réacteur est muni de cinq barres de réglage en hafnium et quatre en acier au bore de section cruciforme qui peuvent abaisser le facteur de multiplication de 13%. Un dispositif supplémentaire peut injecter sous pression une solution aqueuse d'acide borique.

Le réacteur E.B.W.R. (2) (3) consomme 5,7 kg de vapeur par kWh et produit 5000 kW utilisables sous forme d'énergie électrique dont le prix de revient est 0,0052 $ /kWh soit environ 0,026 NF/kWh. Ce réacteur a coûté 6 152 000 dollars (environ 30 millions de NF).

VII-7.3. **Avantages.**

Avec un réacteur à eau bouillante, on profite non seulement de la grande économie de construction due à la simplification du circuit réfrigérant mentionnée ci-dessus, mais encore de ce que la température de la vapeur est plus élevée pour une même température du coeur. Comme on laisse l'ébullition se produire, il n'est pas nécessaire d'exercer sur l'eau une pression élevée pour l'empêcher de bouillir.

VII-7.4. **Inconvénients prévus.**

Avant la construction du premier réacteur à eau bouillante, on craignait que l'eau devenue radioactive dans le réacteur ne produise un rayonnement γ intense dans tout son circuit. L'expérience a montré que dans le cas d'E.B.W.R. cette crainte n'était pas fondée (4). La radioactivité due à ^{16}O (n, p)$^{16}N^*$ a une période de 7,4 s et il est facile de se protéger des γ émis. On avait craint que les dépôts radioactifs ne se fixent dans la turbine, mais il n'en a rien été.

Les neutrons décomposent d'autant plus l'eau (page 491, 492) qu'elle contient plus de gaz ou de substances dissoutes. On doit donc la désaérer et la purifier. Il faut aussi éliminer le gaz tonnant formé qui constitue un danger et dont l'oxygène oxyde les canalisations et les turbines. Lorsque E.B.W.R. produit 20 MW thermiques, il se dégage par seconde 500 cm^3 de gaz tonnant, ce qui correspond à 62 cm^3 par litre d'eau condensé. On s'en débarrasse par recombinaison catalytique.

Si la puissance demandée augmente, le volume de vapeur à fournir à la turbine augmente et la réactivité, donc la puissance thermique dispo-

(1) La réactivité diminue de 1,05 p.c.m. par °C.
(2) *Nucleonics*, 15, juillet 1957, p. 52-64.
(3) *Nucleonics*, 15, février 1957, p. 47 et 90.
(4) *Nucleonics*, 15, juillet 1957, p. 52-64.

nible, diminue parce que le volume des bulles augmente dans le coeur. Ceci est une cause d'instabilité. Elle a été en pratique éliminée par deux dérivations réglables amenant la vapeur au condenseur sans passer par la turbine.

VII-7.5. **Inconvénient réel : instabilité par résonance.**

Si l'on produit une variation de réactivité (ou une variation Δk de k_{eff}), celle-ci engendre une variation de puissance ΔP. L'expérience montre que dans un réacteur à eau bouillante la variation de puissance ΔP réagit sur la variation Δk du coefficient de multiplication qui lui a donné naissance. En donnant à k_{eff} une variation périodique $\Delta k\, e^{j\omega t}$ on peut écrire:

$$\Delta P = P_0 \Delta k\, e^{j\omega t}/G(j\omega).$$

S'il existe une valeur de ω qui annule G, on dit que le réacteur présente une résonance. Dans le cas d'E.B.W.R., à une pression faible de 10,5 kg/cm^2 ($1{,}03 \cdot 10^6$ N/m^2), la puissance oscille d'environ 10% avec une période de 13 secondes environ. Le mécanisme de ces oscillations, encore peu connu en détail, est en gros le suivant. Il y a oscillation de relaxation: les bulles de vapeur chassent le réfrigérant liquide, ce qui fait diminuer la réactivité, donc la puissance baisse. Le dégagement de chaleur diminuant, de l'eau remplace une partie des bulles ce qui fait remonter la réactivité donc la puissance, puis les phénomènes recommencent. A une pression de 40 kgf/cm^2 ($3{,}9 \cdot 10^6$ N/m^2), ces oscillations ont disparu.

Il ne faut pas confondre un réacteur tel que E.B.W.R. qui est un réacteur hétérogène, où l'eau qui bout sert de modérateur et de réfrigérant, avec certains réacteurs expérimentaux appelés improprement water boilers (LOPO, HYPO, SUPO) qui sont des réacteurs homogènes où le combustible est une solution d'un sel d'U ou de Pu qui circule sans bouillir et est refroidie par de l'eau grâce à un échangeur.

VII-8. **Breeder à neutrons rapides.**

VII-8.1. **Généralités.**

Si l'on n'utilise dans les réacteurs que la fission de l'isotope ^{235}U, les réserves connues d'uranium naturel donneront moins d'énergie que les réserves connues de charbon. Par contre, si l'on peut utiliser l'isotope ^{238}U, les réserves d'énergie seront plus de 50 fois supérieures à celles des combustibles « fossiles » [1]. Le thorium est environ trois fois plus abondant que l'uranium dans la croûte terrestre qui en contient environ $12 \cdot 10^{-6}$.

(1) H. A. BETHE, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 4, p. 61.

On voit par ces chiffres tout l'intérêt que présentera pour l'avenir de l'humanité la transformation de $^{238}_{92}U$ et de $^{232}_{90}Th$ fertiles en ^{239}Pu et ^{235}U fissiles, au moins tant que l'énergie de fusion ne sera pas industrialisée. On doit donc prévoir, soit l'emploi de réacteurs thermiques fonctionnant en convertisseurs qui produiront de l'énergie tout en donnant du plutonium ou de l'uranium 233 aux dépens d'uranium 238 ou de thorium, soit la construction de breeders servant essentiellement à produire ^{239}Pu ou ^{233}U que l'on « brûlera » dans d'autres réacteurs producteurs d'énergie.

Nous avons vu (p. 426) qu'il n'y a gain de conversion que si η dépasse 2. Le tableau ci-dessous qui reproduit certains nombres déjà cités montre l'avantage des neutrons rapides qui donnent des valeurs de η bien supérieures à celles des neutrons thermiques.

		^{233}U	^{235}U	^{238}U	$U_{naturel}$	^{239}Pu
σ_f	thermique	533	580	0	4,18	750
	rapide	1,95	1,27	0,52	0,29	2,00
ν	thermique	2,54	2,46	0		2,91
	rapide		2,46	2,88		2,88
η	thermique	2,31	2,08	0	1,32	2,08
	rapide	2,60 (2,74)	2,28	0,52	<1	2,52

Il semble qu'aucun breeder rapide transformant du thorium en ^{233}U ne fonctionne déjà. Par contre, il existe plusieurs essais de réacteurs transformant ^{238}U en ^{239}Pu. Ces réacteurs fonctionnent d'abord comme convertisseur: un combustible, qui est de l'uranium enrichi, convertit ^{238}U de l'enveloppe du coeur en ^{239}Pu. Lorsque le réacteur est bien au point et que l'on dispose de suffisamment de plutonium, on substitue celui-ci à l'uranium enrichi et le réacteur fonctionne véritablement en surrégénérateur ou breeder.

Les réacteurs à neutrons rapides présentent de nombreux problèmes techniques qui ne se posaient pas, ou pas de la même manière, pour les réacteurs à neutrons thermiques. L'absence de modérateur conduit à un coeur de combustible très enrichi et de dimensions faibles. Par suite, pour éviter que le combustible ne fonde, le refroidissement devra être très énergique. L'eau étant exclue parce qu'elle agirait comme modérateur, on adopte pour réfrigérant un métal liquide tel que le sodium fondu. La petite di-

mension du coeur oblige à beaucoup plus de précision dans les dimensions des barres de combustible et dans leur agencement.

Le sodium liquide ne corrode pas l'acier inoxydable qui peut donc être utilisé pour les canalisations et les pompes électromagnétiques. Il oblige à de grandes précautions contre les rentrées d'air ou d'humidité.

Comme les sections efficaces de fission aux neutrons rapides sont plus petites qu'avec les neutrons thermiques, la masse critique de combustible enrichi est plus élevée que dans un réacteur thermique, mais néanmoins le combustible occupe un volume plus petit parce qu'il n'y a pas de modérateur. Dans le coeur, ce combustible occupe par exemple 20% de l'espace tandis qu'il n'en occupe que 1 à 2% dans un réacteur thermique.

Il faut envoyer à l'usine chimique pour recyclage tout le matériel, fissile ou non, du coeur d'un réacteur rapide, lorsqu'environ 2% des noyaux ont capturé un neutron (avec ou sans fission). Ceci conduit à recycler le combustible lorsque 10% environ en a été brûlé, c'est-à-dire en pratique à des recyclages beaucoup plus fréquents qu'avec un réacteur thermique. Cependant la purification du combustible par recyclage n'a pas besoin d'être très poussée parce que les substances poisons des neutrons thermiques ne capturent guère les neutrons rapides.

Les réacteurs rapides doivent et peuvent permettre une bien meilleure utilisation du combustible, même sur un cycle, que les réacteurs thermiques.

Une difficulté théorique du contrôle des neutrons rapides est que la durée de vie des neutrons prompts n'est que de l'ordre de 10^{-7} s. Par suite l'emballement d'un réacteur rapide serait actuellement presque impossible à freiner si ce réacteur devenait déjà surcritique sans les neutrons retardés. Les dipositifs de contrôle doivent toujours réaliser $1 < k_{eff} < \frac{1}{1-\beta}$ et absolument éviter que l'on puisse avoir $k_{eff} > \frac{1}{1-\beta}$. S'il n'en était pas ainsi, le combustible nucléaire fondrait en moins de quelques secondes. Ce cas s'est déjà produit (E.B.R.1, Godiva...) et l'explosion n'a été que de peu de gravité parce que la masse de ^{235}U s'est éparpillée.

Si cette masse, dépassant largement la masse critique (1), s'était au contraire rassemblée, le réacteur se serait probablement comporté comme une petite bombe A.

(1) En régime normal, ce réacteur fonctionne néanmoins sans incident parce que cette masse est répartie entre de nombreuses barres d'uranium.

Un breeder rapide, Rapsodie, est en construction à Cadarache. Le combustible sera un alliage(1) uranium-plutonium-molybdène refroidi par du sodium

VII-8.2. **Breeder E.F.F.B.R.**

Le réacteur E.F.F.B.R. (2) (*E*nrico *F*ermi *F*ast *B*reeder *R*eactor) installé à Lagoona au bord du lac Erié est prévu pour une puissance thermique de 300 MW et une puissance électrique de 90 MW. Le rapport de conversion est $C = 1{,}20$.

Le coeur contient 91 groupes de 144 tringles d'uranium enrichi à 27% protégées par un alliage au zirconium. Autour et au-dessus de ces tringles de combustible se trouve une enveloppe de 572 groupes de tringles d'uranium naturel d'environ 1 cm de diamètre protégées par de l'acier inoxydable. Le coeur, y compris l'enveloppe, a 96 cm de hauteur et un diamètre de 93 cm. Le flux de neutrons en son centre est de $5 \cdot 10^{15}$ n/cm$^2 \cdot$s. Leur énergie moyenne est de 0,25 MeV. La vie des neutrons prompts est de 0,2 microseconde. La puissance électrique est de 533 kW/kg ^{235}U.

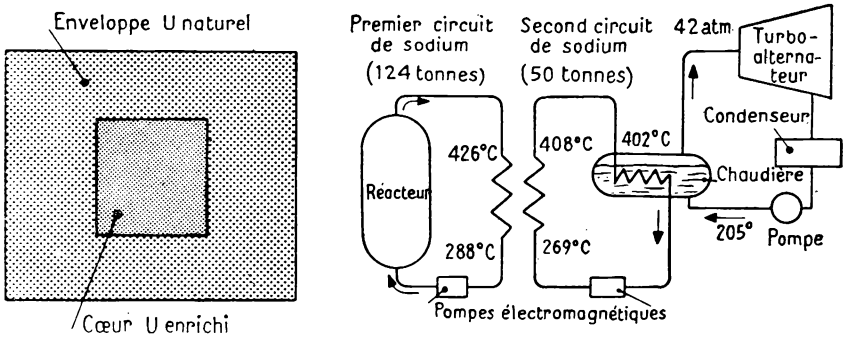


Fig. III-85

La température maxima du combustible peut atteindre 700°C. Le sodium sort du réacteur à 426°C, va dans un échangeur dont le second (3) réfrigérant est aussi du sodium. Celui-ci produit par heure 154 tonnes de vapeur qui se rendent à un turbo-alternateur. Le contrôle est assuré par 8 barres de sécurité et 2 barres de réglage contenant du carbure de bore B_4C. L'ensemble introduit une antiréactivité de 8,92 $ et en cas d'incident la diminution de réactivité atteint 25 $ /seconde.

(1) 70% d'uranium enrichi à 20%, 20% de plutonium, 10% de molybdène.
(2) *Nucleonics*, 15, 1957, n° 4, p. 61-72.
(3) On doit employer deux circuits séparés parce que le sodium du premier devient radioactif.

Deux enceintes successives de béton doublé d'acier entourent le caisson du réacteur.

VII-9. Réacteurs de puissance non destinés à produire de l'énergie électrique.

VII-9.1. Production de plutonium.

Des réacteurs de puissance décrits dans les paragraphes précédents, les uns étaient destinés à produire de l'énergie électrique, le plutonium formé contribuant à la réaction en chaîne et diminuant ainsi le prix du kWh. Dans les autres, on s'intéresse au plutonium au point de retirer les barreaux de combustible pour l'extraire, ce qui diminue l'énergie fournie par ce dernier. Des breeders ont été également construits dont le premier but est la production de plutonium, l'énergie électrique devenant un sous-produit. Tel est le cas de G1 à Marcoule. Cette recherche du plutonium est alors une question politique et non économique. En l'absence d'usine de séparation isotopique (coûteuse et longue à mettre en route), l'extraction chimique du plutonium du combustible usagé donne un combustible concentré. Ce combustible ^{239}Pu remplace l'uranium enrichi qu'il n'est jusqu'ici possible d'obtenir, pour les nations n'ayant pas d'usine de séparation isotopique, qu'en l'achetant aux Etats-Unis, à des fins pacifiques, en quantité limitée et sous contrôle de la Commission de l'Energie Atomique des U.S.A.

Le plutonium, outre son emploi à la place de ^{235}U à des fins militaires, permettra d'employer des réacteurs de volume plus faible, en particulier pour la propulsion.

VII-9.2. Réacteurs dont l'énergie thermique est employée directement.

A l'avenir, il n'est pas douteux que des usines n'emploient des réacteurs comme source de chaleur lorsque la calorie nucléaire sera plus économique que la calorie-charbon (1). Le réacteur servira soit à produire des températures élevées avec un circuit à sodium liquide, soit de la vapeur ou de l'eau chaude. La chaleur du réacteur avait déjà été employée depuis plusieurs années, mais comme sous-produit. On a utilisé au chauffage la chaleur provenant de BEPO (en 1952, en Grande-Bretagne), et de EL2. La première centrale électrique atomique réalisée, à Obninsk (U.R.S.S.) prélève de l'eau chaude sur le circuit réfrigérant secondaire pour chauffer l'usine et les logements du personnel.

(1) Un rapport sur cette question a paru dans *Nucleonics*, 16, 1958, n° 2, p. 62-71.

A Halden (Norvège) un réacteur à eau lourde bouillante de 20 MW fournit à une fabrique de pâte à papier et de papier, de la vapeur à 250°C sous 41 kgf/cm². C'est jusqu'ici le premier réacteur réalisé uniquement pour fournir de la chaleur. Un second est en construction à Västeras (Suède). Ce sera un réacteur de 100 MW, à UO_2 modéré par l'eau lourde, il donnera de la vapeur à 120°C.

VII-9.3. **Réacteurs pour l'irradiation.**

Jusqu'ici il n'y a eu que des réacteurs de recherche, à faible puissance, qui aient été construits pour utiliser leurs radiations. Des réacteurs de puissance seront probablement bientôt construits pour traiter les plastiques aux rayons gamma, un chemin roulant faisant défiler dans le coeur les objets à traiter. Le traitement des métaux à l'échelle industrielle par les neutrons d'un réacteur paraît plus éloigné.

Notons que la plupart des réacteurs et la presque totalité des réacteurs de recherche possèdent des canaux où l'on introduit les substances à irradier aux neutrons pour en obtenir des radioisotopes. Ces canaux produisent une certaine baisse de la puissance des réacteurs.

VII-9.4. **Réacteurs pour la propulsion.**

Par suite de l'épaisseur, donc du volume et du poids, à donner aux blindages de protection contre les radiations, l'emploi des réacteurs pour la propulsion a été envisagé tout d'abord pour les navires et les locomotives, puis pour les gros avions. Il ne semble pas qu'il soit possible à bref délai pour une automobile.

Pour un réacteur mobile, on recherchera une puissance spécifique élevée et on emploiera (sauf éventuellement sur de gros navires) un combustible enrichi en U-235 pour réduire le volume du coeur donc celui du réflecteur et des blindages. Les dispositifs de contrôle du réacteur mobile seront soumis à des conditions plus dures que ceux des réacteurs fixes: vibrations, variations de l'accélération et même de la direction de la pesanteur pour des axes liés au réacteur. Sur un navire le tangage peut provoquer des variations apparentes de g de 50% à l'avant et à l'arrière. Les barres de réglage et de contrôle devront pouvoir fonctionner même sous des inclinaisons notables. Pour accroître la sécurité, on s'imposera de choisir un réacteur à coefficient de température suffisamment négatif.

Pour la marine l'intérêt de la propulsion nucléaire est essentiellement jusqu'ici, non une question de prix de revient du kWh, mais d'éviter les approvisionnements répétés, causes de pertes de temps pour la marine

marchande et entraves aux déplacements pour la marine de guerre. Un sous-marin pourrait ne recharger son combustible nucléaire qu'au bout de deux ans. De plus, comme un réacteur ne nécessite pas d'air pour son fonctionnement, un sous-marin à propulsion nucléaire utilise des moteurs électriques en surface aussi bien qu'en plongée au lieu d'être obligé d'avoir des moteurs Diesel pour la surface et des moteurs électriques alimentés par accumulateurs pour la plongée. Une autonomie complète est donc réalisable.

Réalisations des U.S.A. — Les Etats-Unis ont commencé à appliquer la propulsion nucléaire à leur marine de guerre (1). Le premier navire atomique fut le sous-marin « Nautilus ». Mis en chantier en 1952, lancé en mer en janvier 1955, le Nautilus possède un réacteur hétérogène à nentrons thermiques et eau pressurisée. Le combustible est de l'uranium légèrement enrichi. Le modérateur et le refroidisseur sont de l'eau légère. C'est un sous-marin de 3200 tonnes, sa longueur est voisine de 100 mètres, la puissance de ses turbines est de 15 000 ch environ. Sur sa première charge de combustible il a parcouru 128 000 km. Sa vitesse peut atteindre 25 noeuds en plongée (46 km/h) et il pourrait plonger à 210 m de profondeur. Le voyage qu'il a effectué en passant sous la calotte de glace polaire montre que le fonctionnement de la propulsion atomique est maintenant sûr. Le combustible ne devrait être renouvelé que tous les trois ans.

Le second sous-marin atomique le « Sea-Wolf » fut d'abord équipé d'un réacteur plus original que celui du Nautilus. C'était un réacteur à neutrons intermédiaires (S.I.R.: *S*ubmarine *I*ntermediate *R*eactor) employant du béryllium comme modérateur et du sodium liquide comme réfrigérant. Le combustible était U-235 à 93%: on a dû renoncer au rendement thermodynamique plus élevé attendu de la température élevée du sodium (d'où pression et température élevée de la vapeur de surchauffe) car il a fallu supprimer le surchauffeur à cause des fuites et de la corrosion due au rayonnement gamma du sodium. Le rendement ne fut donc que 80% du rendement prévu. Le réacteur se comporta alors très convenablement pendant 26 mois (70 000 km). A cause de corrosions commençantes, le réacteur au sodium va être remplacé par un réacteur à eau pressurisée analogue à celui du Nautilus.

Une vingtaine de sous-marins ont déjà été lancés, le « Skate » analogue au Nautilus, le « Skipjack » premier d'une série de 7 sous-marins de 2700 tonnes à grande vitesse de plongée (30 noeuds: 55 km/h), le « Triton »: 5450 tonnes. D'autres sous-marins spéciaux sont en construction, petits sous-

(1) Voir, entre autres, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 5, p. 19.

marins de poche (Hunter-Killer). Un grand nombre peut lancer des fusées balistiques.

Parmi les navires de guerre de surface on peut citer le croiseur « Long Beach », qui a 220 m de long, 22,25 m de large, un déplacement de 11 000 tonnes, une vitesse de 35 noeuds. Il possède deux réacteurs. Le porte-avions « Enterprise », 85 000 tonnes, 33 noeuds a 8 réacteurs et 32 échangeurs. On peut prévoir que d'ici 1965 les U.S.A. disposeront de plus de soixante navires de guerre à propulsion nucléaire, munis de réacteurs à uranium enrichi (de 1,15% à 3%) et eau pressurisée.

Le cargo mixte « Savannah » commencé en mai 1958 a été lancé en décembre 1961. Le combustible ne devrait être rechargé qu'après 600 000 km, c'est de l'oxyde d'uranium enrichi à 4,2 et 4,6% et gainé d'acier inoxydable. La puissance est de 22 000 ch. Ce cargo transporte 130 hommes d'équipage, 60 passagers et un chargement de 9 500 tonnes. Le « Savannah » a 300 m de long et un déplacement de 21 000 tonnes.

Un contrat a été passé par le Gouvernement des U.S.A. avec une firme privée pour étudier un réacteur de propulsion sur un avion existant. Le problème de la protection de l'équipage contre les radiations est déjà résolu. Actuellement, un avion B.26 vole déjà en transportant un réacteur à bord.

Réalisations des autres pays. — En U.R.S.S., le brise-glace « Lenin » a été lancé en décembre 1957. C'est un navire de 134 mètres, déplaçant 16 000 tonnes, la puissance de ses moteurs est 44 000 ch. Sa vitesse peut atteindre 18 noeuds (33 km/h). Les moteurs de propulsion sont des turbines à vapeur avec transmission électrique de la rotation aux arbres des hélices. Ce navire est destiné à frayer le passage des convois dans l'Océan glacial arctique. Un second du même type est en construction. Le combustible est de l'oxyde UO_2 fritté, enrichi à 5%, gainé de zirconium. De l'eau ordinaire pressurisée sert de modérateur et de réfrigérant. Il y a 3 réacteurs de 270 MW thermiques. La protection est assurée par 1 m d'eau et 7,5 cm de plomb.

Une locomotive nucléaire est à l'étude.

L'U.R.S.S. disposerait d'un avion atomique capable de voler pendant trois mois à 30 km d'altitude à 5600 km/h.

En France un sous-marin de 5 000 tonnes, le Q 244 est en construction à La Seyne. On a renoncé au projet initial de réacteur à uranium naturel et eau lourde en faveur d'un réacteur à uranium enrichi et eau pressurisée. D'autre part, un pétrolier de 40 000 tonnes et 20 000 ch est à l'étude. Le réacteur à uranium enrichi et eau bouillante sera au centre du navire pour que les ballasts le protègent en cas d'abordage.

En Grande-Bretagne, un sous-marin atomique expérimental le «Dreadnought» est entré en service fin 1960.

Au Japon, commence la construction d'un pétrolier de 80 000 tonnes avec un réacteur à eau sous pression et d'un paquebot de 20 000 tonnes.

La République Fédérale d'Allemagne a mis en service en 1961 son premier navire nucléaire, c'est un pétrolier de 28 000 tonnes et 10 000 ch.

VII-9.5. **Problèmes posés par les réacteurs de propulsion.**

Les réacteurs mobiles n'auront pas, sauf sur les navires, de blindages assez épais pour ne pas envoyer autour d'eux de radiations dangereuses. S'il est facile de séparer par une cloison plane épaisse le réacteur des passagers d'un avion, au sol le réacteur serait dangereux pour les personnes, qui s'en approcheraient. Il faudra donc des précautions spéciales. Des problèmes analogues se poseront pour les locomotives atomiques.

Une autre question importante est celle de la pollution de la mer en cas de naufrage d'un navire nucléaire. Il faudra éviter que les produits de fission, entraînés par des courants, contaminent la mer à de grandes distances. Ceci serait d'autant plus grave que certains radioisotopes tels ^{90}Sr prennent dans les poissons une concentration cent fois plus élevée que dans l'eau et que l'on sait maintenant par les recherches du navire soviétique «Vitiaz» et du bathyscaphe français du commandant Houot que des courants ramènent l'eau des fosses océaniques plus près de la surface.

VII-9.6. **Fusées nucléaires.**

L'avantage essentiel de la propulsion nucléaire sur la propulsion chimique des fusées est que l'énergie ainsi disponible est presque illimitée. L'étude des fusées nucléaires est déjà commencée aux U.S.A. (1) depuis 1955, le premier vol de fusée nucléaire est prévu entre 1965 et 1970.

La seconde loi de Newton $F = M\gamma$ peut s'écrire ainsi:

$$-F\mathrm{d}t+\mathrm{d}(Mv) = 0. \qquad (1)$$

Pour une fusée dont la masse à l'instant t après le départ est M et la vitesse v, dont le gaz s'échappe avec une vitesse d'éjection v_e, (1) s'écrit:

$$-Mg\ \mathrm{d}t+M\ \mathrm{d}v+v_e\ \mathrm{d}M = 0,$$

d'où en intégrant pendant la durée T de la combustion (2):

$$v_{\text{finale}} = v_{\text{initiale}} + v_e\ \mathrm{Log}\ (M_{\text{initiale}}/M_{\text{finale}}) - g\mathrm{T}.$$

(1) Voir *Nucleonics*, 16, 1958, N° 8, p. 62 à 75.

(2) Si l'on néglige la pesanteur, cette formule devient dans le cas d'une fusée à plusieurs étages:

$$v_{\text{finale}} = v_e \left[\mathrm{Log}\frac{M_0}{Mf_1} + \mathrm{Log}\frac{M_0'}{Mf_2} + \ldots.\right].$$

On voit donc que la quantité essentielle est v_e Log $(M_{\text{initiale}}/M_{\text{finale}})$. Pour des raisons pratiques de construction, le rapport des masses initiale et finale ne peut guère dépasser 10, c'est donc sur v_e qu'il faudra jouer si l'on veut que la fusée aille loin et en particulier qu'elle atteigne la vitesse de 11,2 km/s, « vitesse de libération », qui lui permettra de quitter la Terre.

Il est prévu que les premières fusées nucléaires comprendront un réacteur à puissance élevée et grande puissance spécifique, échauffant de l'hydrogène (servant de refroidisseur) à une température de 2500°K. Cet hydrogène, éjecté à une vitesse de 5100 m/s, propulsera la fusée. On prévoit (1) un débit de l'ordre de 250 à 2000 kg/s pendant une durée de 2 à 15 minutes en donnant une poussée de 200 à 1500 tonnes-force. Le réacteur, de 5000 à 50 000 MW thermiques, aurait une puissance spécifique de 1500 à 15 000 MW/m³ ce qui est énorme.

Les difficultés qui résulteront d'une puissance spécifique plus de 1000 fois supérieure à celle des réacteurs actuels seront, espère-t-on, surmontées grâce aux brèves durées de fonctionnement (quelques minutes) exigées du réacteur. Ainsi l'empoisonnement par le xénon n'interviendra pas, la corrosion se fera peu sentir.

Pour un futur plus éloigné, il est probable que dans les fusées interplanétaires des ions remplaceront les molécules H_2. Ce seront par exemple des ions de césium accélérés entre deux électrodes en forme de grille et continuant leur chemin dans le vide interplanétaire en même temps que des électrons. On a même parlé d'une fusée soviétique à photons (2).

(1) Voir *Nucleonics*, 16, 1958, N° 8, p. 62 à 75.
(2) J. JARRY, *Nucleus*, n°1, janvier 1960, p. 51.

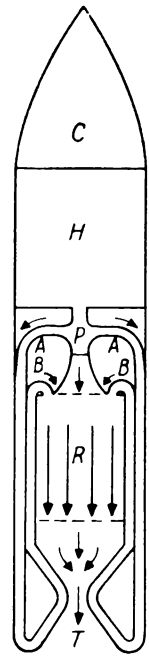


Fig. III-86

C: charge utile;
H: hydrogène liquide ou comprimé;
A: départ de l'hydrogène, refroidissement de la tuyère;
B: retour de cet hydrogène;
P: pompe;
R: coeur du réacteur;
T: tuyère.
Les barres de réglage, pompes, vannes et organes de contrôle ont été omis pour la clarté du dessin.

CHAPITRE VIII

TECHNOLOGIE DES RÉACTEURS

VIII-1. Généralités.

Nous allons étudier successivement dans ce chapitre:

1° les combustibles nucléaires:
U naturel, alliages d'U, oxyde d'uranium, U enrichi, solutions d'U. U-233, le plutonium, et leurs produits de fission;

2° les substances employées comme modérateurs:
eau légère, eau lourde, béryllium, graphite;

3° les réflecteurs;

4° les substances employées comme absorbeurs de neutrons:
cadmium, bore, alliages, samarium, europium;

5° les substances employées comme réfrigérants, ce sont les fluides caloporteurs;

6° les substances employées pour réaliser les structures;

7° les substances employées pour assurer la protection.

VIII-2. Uranium naturel.

L'uranium constitue $4 \cdot 10^{-6}$ de la croûte terrestre. Il est donc relativement abondant, plus par exemple que l'argent ou le mercure. Son minerai est généralement un oxyde (1), on le transforme en UF_6 que l'on réduit par le sodium, ou l'on électrolyse un sel fondu. En France, le C.E.A. est acheteur de minerais à 40 NF par kg d'uranium contenu si leur teneur est d'au moins 0,2%.

(1) Par exemple, la pechblende et l'uraninite de composition allant de UO_2 à U_3O_8. On compte plus de cent cinquante minerais d'uranium, car son oxyde est souvent associé à ceux d'autres métaux, par exemple, l'autunite est $CaO,2UO_3,P_2O_5,xH_2O$; la carnotite est $K_2O,2UO_3,V_2O_5,xH_2O$.

VIII-2.1. **Propriétés physiques et chimiques.**

L'uranium fond à 1132°C, bout vers 3900°C. A l'état solide, il présente trois états allotropiques.

Stabilité	Forme	Système cristallin	Masse spécifique Kg/m³	Remarques
$t° < 660°C$	α	orthorhombique	19 000	mou et ductile
660°C à 760°C	β	tétragonal	18 110	dur et fragile
760°C à 1132°C	γ	cubique centré	18 060	mou

A la température de 20°C, le coefficient de dilatation est $2 \cdot 10^{-5}$ par degré. Suivant le traitement mécanique subi, le module d'Young varie de 1,2 à $2 \cdot 10^{11}$ newtons/m², la résistance à la rupture de 4 à $16 \cdot 10^{8}$ N/m², le coefficient de Poisson de 0,2 à 0,25;

la résistivité est de $6 \cdot 10^{-7}$ ohm.m;

la chaleur spécifique 0,0275 cal/g;

la conductibilité calorifique $7 \cdot 10^{-2}$ cal/m·s.°.

Dès la température ordinaire, l'uranium s'oxyde très facilement dans l'air ou dans l'eau et est attaqué par beaucoup de liquides organiques. Sa corrosion s'accentue aux températures élevées et il faut le protéger. A chaud surtout, il faut le protéger de l'oxydation, par un gaz inerte, de l'huile ou un sel fondu. Par électrolyse, on peut le recouvrir d'un placage de nickel, cuivre, fer, etc. Souvent la protection est réalisée par une gaine d'aluminium étendue sur l'uranium par laminage, les barres étant réunies thermiquement aux gaines par immersion dans un alliage aluminium-silicium. On utilise aussi des gaines en zirconium ou alliage de zirconium.

L'uranium se travaille comme les autres métaux: laminage, forgeage, moulage, usinage, frittage. Il est soudable à l'arc en atmosphère d'argon.

VIII-2.2. **Propriétés nucléaires.**

Les neutrons rapides ne peuvent entretenir une réaction en chaîne, dans l'uranium naturel (σ_f est trop faible: 0,4 barn).

A cause de la forte section de capture de U-238 pour les neutrons thermiques, on ne peut entretenir dans l'uranium naturel une réaction en chaîne due à la fission de l'uranium 235 par ces neutrons que dans un réacteur

hétérogène. Un modérateur séparé y ralentit les neutrons rapides jusqu'à l'état thermique sans les absorber. Ce modérateur ne peut être l'eau naturelle, qui absorberait trop les neutrons. On choisit habituellement l'eau lourde ou le graphite. Le glucinium, Be, ou la glucine BeO seraient de bons modérateurs, mais ils sont encore chers.

VIII-3. **Alliages d'uranium.**

Les alliages sont moins sensibles que l'uranium pur à la corrosion et aux dommages dus aux radiations. On utilise comme combustibles nucléaires des alliages de l'uranium avec le titane, le molybdène, le niobium et surtout avec le zirconium et l'aluminium. Les alliages Al-U ont été très utilisés pour les barres de combustible. L'alliage Mo-U, à 1% de Mo, employé sous forme de tube pour EDF2 flue 50 fois moins que l'uranium.

Ce sont surtout les alliages d'uranium enrichi qui sont effectivement utilisés.

D'autre part, l'uranium est faiblement soluble dans le bismuth fondu: 1% à 550°C, 2% à 640°C, 3% à 690°C, ceci permet d'employer comme combustible liquide une solution d'uranium enrichi dans le bismuth et de l'envoyer porter à un échangeur la chaleur dégagée dans le coeur du réacteur (Pile LMFR, *L*iquid *M*etal *F*uel *R*eactor).

Les alliages de l'uranium sont rapidement endommagés par bombardement neutronique. On emploie pour le réacteur EBR2, un alliage d'uranium et de 5% de fissium. Le fissium est le nom donné à de l'uranium irradié assez longuement par les neutrons pour contenir une proportion appréciable de produits de fission.

VIII-4. **Oxyde d'uranium et céramiques.**

L'oxyde d'uranium UO_2 est beaucoup plus résistant à la corrosion que l'uranium, il est cependant employé gainé dans du zirconium ou dispersé dans de l'aluminium. Il fond à très haute température: 2878°C. Sa densité est élevée: 10,8. Comme sa conductibilité calorifique est faible, de l'ordre du dixième de celle de l'uranium, on met généralement de l'hélium dans les gaines pour obtenir un bon contact thermique.

Cet oxyde est employé en poudre ou fritté. On en fait aussi des céramiques par frittage: associations UO_2/BeO, UO_2/SiC, UO_2/C, UO_2/ThO_2 pour les réacteurs fonctionnant à 1000°C et au-delà avec refroidissement par gaz ou à température plus basse et refroidissement par liquides qui ne corrodent pas ces céramiques. La première pile construite en France, ZOE, a d'abord utilisé comme combustible de l'oxyde d'uranium.

VIII-5. **Carbure d'uranium.**

Le carbure d'uranium UC possède des propriétés très intéressantes: il est réfractaire comme l'oxyde UO_2, sa stabilité sous rayonnement est comparable à celle de cet oxyde, il conduit la chaleur comme l'uranium.

Dans un barreau de combustible dont la température sur l'axe est t_2 et sur la surface t_1, la surface comprise entre la courbe de variation de la conductibilité thermique k, les verticales d'abscisse t_1 et t_2 et l'axe des températures est proportionnelle à l'énergie échangée par le barreau. Or cette énergie est environ 3,5 fois plus élevée (à masse égale) pour un barreau de UC que pour un barreau d'uranium. Ceci montre l'intérêt que l'on aurait à disposer de carbure d'uranium, qui devrait permettre d'atteindre un burnup de 20 000 MWj/tonne.

Malheureusement UC est cher, il en existe trois procédés de fabrication: frittage de la poudre au-dessus de 2 000°C (produit poreux); frittage sous charge à 1 100°C d'un mélange d'uranium et de carbone; fusion au four à arc ce qui donne la densité maxima.

VIII-6. **Uranium enrichi.**

L'uranium enrichi a l'avantage de permettre une diminution appréciable du volume de combustible nécessaire pour entretenir la réaction en chaîne et par suite une diminution du volume de tout le réacteur. La substitution d'uranium enrichi à l'uranium naturel permet une économie beaucoup moins stricte des neutrons. On pourra par suite utiliser des modérateurs ou des réfrigérants moins coûteux: par exemple de l'eau ordinaire au lieu d'eau lourde qui aurait pourtant une section de capture plus faible, du graphite moins purifié qu'avec un réacteur hétérogène à uranium naturel.

Même faible, l'enrichissement produit une très grande amélioration du facteur de multiplication et de η, comme le montre la courbe (%U-235, η) ci-après. Cette augmentation de η est d'ailleurs payée cher puisque le prix (1) du combustible croît à peu près linéairement avec la concentration en uranium 235.

^{235}U	0,0072 U naturel	0,014	0,05	0,1
η:	1,33	1,62	1,93	2,01
Prix, en dollars, du gramme d'uranium enrichi	0,04	0,13	0,7	1,53

(1) Voir *Nucleonics*, 14, décembre 1956, p. R-2.

Le prix très élevé de l'uranium enrichi est dû à ce que la séparation, même partielle, des isotopes ^{235}U et ^{238}U ne peut utiliser que des méthodes physiques coûteuses et non des méthodes chimiques. De nombreux procédés ont été essayés aux Etats-Unis pendant la deuxième guerre mondiale.

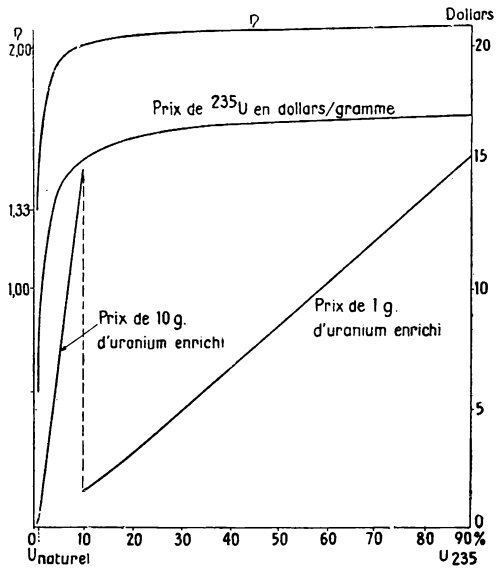


Fig. III-87

Deux seulement y sont encore couramment employés:

1° la séparation électromagnétique.

Elle utilise une sorte de spectrographe de masse à grand débit. Actuellement elle ne sert qu'à donner, à des fins de recherches, de petites quantités de ^{235}U à peu près pur. Tel était le cas du calutron (p. 70).

2° la séparation par diffusion (ou plus exactement par effusion) gazeuse.

On amène l'uranium à l'état d'hexafluorure UF_6 qui est gazeux à la température ordinaire. Un gaz de masse moléculaire M diffuse à travers une paroi poreuse avec une vitesse proportionnelle à $1/\sqrt{M}$. Le rapport des vitesses des molécules de $^{235}UF_6$ et $^{238}UF_6$ à travers une paroi poreuse est donc:

$$\frac{v_{235}}{v_{238}} = \frac{\sqrt{238+6\times19}}{\sqrt{235+6\times19}} = 1{,}0043;$$

les molécules de $^{235}UF_6$ plus légères effusent un peu plus vite que celles de $^{238}UF_6$, mais il faut plusieurs milliers de parois en série pour un enrichissement important. Le nombre de pores par mm² de paroi est de l'ordre

du million, leur diamètre est de l'ordre de 200 Å. On a utilisé des parois en nickel fritté, en alumine frittée ou en téflon. Il faut éliminer toute trace d'humidité qui décomposerait UF_6 en donnant HF qui est très corrosif.

La théorie de l'effusion gazeuse est analogue (1) à celle de la distillation fractionnée par colonne à plateaux. Le mélange gazeux ayant traversé une membrane est comprimé et refroidi puis envoyé à la membrane suivante.

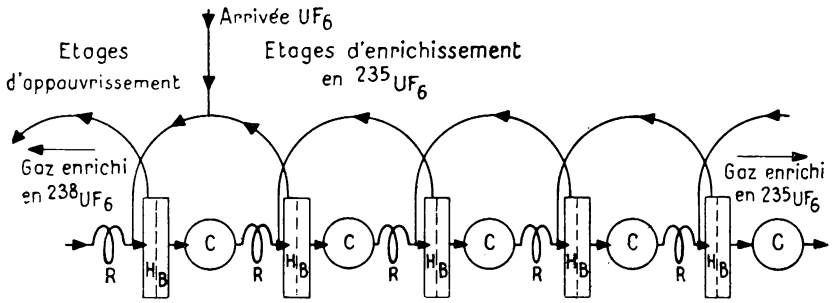


Fig. III-88

C: compresseurs; ¦ filtre poreux; R: réfrigérants; H: haute pression; B: basse pression. $^{238}UF_6$ se concentre vers la gauche, $^{235}UF_6$ se concentre vers la droite.

Une partie du mélange gazeux qui n'a pas traversé la membrane est ramenée à l'étage précédent. Il s'établit donc vers la droite du dessin un enrichissement progressif en $^{235}UF_6$ et un appauvrissement en $^{238}UF_6$ et vers la gauche pour le gaz qui reflue un enrichissement en $^{238}UF_6$ et un appauvrissement en $^{235}UF_6$.

A partir des étages d'enrichissement, on obtiendra donc de l'uranium contenant plus d'U-235 que l'uranium naturel: c'est de l'uranium enrichi. A partir des étages d'appauvrissement, on obtiendra de l'uranium conte-

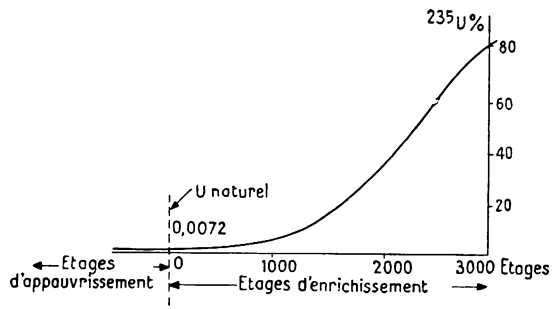


Fig. III-89

(1) S. GLASSTONE, *Nuclear reactor engineering*, p. 464-474. Van Nostrand, 1955.

nant moins de 0,72% d'uranium 235: c'est l'uranium appauvri, qui servira comme matière fertile pour fabriquer du plutonium.

La courbe ci-dessus (1) montre qu'il faut environ 1000 étages

(1 étage = filtre+compresseur+réfrigérant)

pour un enrichissement de 5% en ^{235}U et environ 3500 étages pour obtenir de l'uranium enrichi à 90%. Ce grand nombre d'étages explique le coût élevé de l'uranium enrichi (v. p. 470 la figure III-87), car il y a non seulement d'importants investissements de matériel dans une usine de séparation d'isotopes par effusion gazeuse, mais aussi une importante consommation d'énergie pour comprimer puis refroidir à chaque étage.

3° En 1957, à l'Université de Bonn, le professeur W. Groth a annoncé qu'il avait enrichi UF_6 jusqu'à 2% avec deux centrifugeuses. Leurs récipients hauts de 15 cm avaient 5 cm de diamètre intérieur et tournaient à 40 000 tours/minute (accélération 40 000 *g* à la périphérie). Une installation importante comportant 50 centrifugeuses est prévue, sa consommation d'énergie serait 8 à 10 fois plus faible que celle d'une installation à effusion gazeuse.

L'intérêt de l'uranium peu enrichi (moins de 10%) est de permettre une économie bien moins stricte des neutrons qu'avec l'uranium naturel et par suite d'employer l'eau ordinaire comme modérateur et réfrigérant, ou du graphite de pureté peu poussée comme modérateur et réflecteur. Un réacteur hétérogène à uranium peu enrichi utilisera par exemple l'eau comme modérateur et réfrigérant et le graphite comme réflecteur. A puissance égale son volume sera beaucoup plus faible que celui d'un réacteur à l'uranium naturel, d'où économie sur les structures.

L'intérêt de l'uranium très enrichi est multiple.

1° Il sert de combustible dans les réacteurs rapides.

2° La masse critique est beaucoup plus faible qu'avec l'uranium peu enrichi et surtout l'uranium ordinaire. Le coeur d'un réacteur à uranium très enrichi aura un volume faible, il en sera de même du modérateur s'il s'agit d'un réacteur thermique, et du réflecteur. Ce faible volume fait employer des réacteurs à uranium très enrichi chaque fois que le poids et le volume sont gênants. Tel est le cas du réacteur du Nautilus. Le réacteur transportable APPR 1 (*A*rmy *P*ackage *P*ower *R*eactor) de l'armée américaine utilise de l'uranium enrichi à 90%.

3° La réalisation d'un réacteur homogène devient très facile. On utilisera par exemple une solution d'un sel d'uranium dans l'eau ordinaire, ou dans un métal fondu tel que Bi si l'on veut réaliser une « pile chaude ».

(1) G. A. GARRETT, Report AEC U-2537, p. 41.

Un avantage à rappeler (v. page 422) est que la fraction retardée des neutrons est plus importante avec ^{235}U qu'avec les autres noyaux fissiles:

$$\beta = \frac{\text{neutrons retardés}}{\text{neutrons prompts} + \text{neutrons retardés}}$$

Nuclide fissile:	$^{233}_{92}U$	$^{235}_{92}U$	$^{239}_{94}Pu$
$\beta =$	$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	$7{,}5 \cdot 10^{-3}$	$3{,}8 \cdot 10^{-3}$;

Ceci est précieux pour le contrôle de la marche des réacteurs (v. page 433).

La section efficace de capture radiative de ^{235}U est assez élevée, ($\sigma_c = 107$ barns), aussi la réaction ^{235}U (n, γ) ^{236}U a-t-elle lieu appréciablement. Par réactions (n, γ) et désintégrations β-successives, une petite partie de ^{236}U disparaîtra bien en donnant du plutonium 239 fissile, mais il en restera néanmoins ainsi que beaucoup d'autres noyaux lourds isotopes de U, Np, Pu, Am ... Ceci, entre autres raisons, empêchera de brûler entièrement le combustible nucléaire fut-il ^{235}U pur.

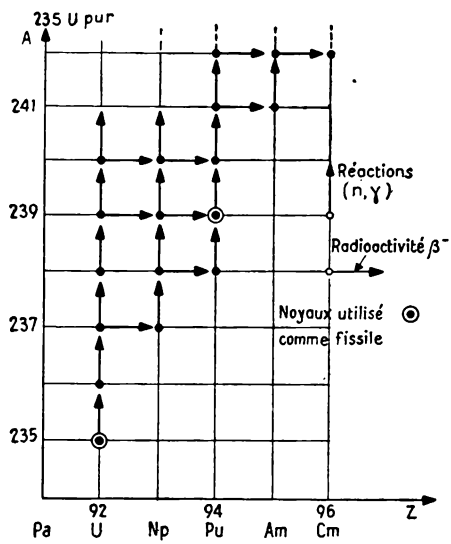


Fig. III-90

Au bout d'un certain temps de fonctionnement du réacteur, il faut retirer la matière fissile et lui faire subir des traitements chimiques appropriés pour enlever les isotopes lourds dont nous venons de voir la formation et aussi les poisons formés par la fission: xénon et samarium.

VIII-7. **Solutions d'uranium dans les hydroxydes ou sels fondus.**

Les solutions aqueuses de sels d'uranium ne peuvent supporter des températures élevées qu'à condition d'être maintenues sous pression. On a par suite proposé de chercher d'autres solvants que l'eau. Ces solvants doivent avoir un point de fusion pas trop élevé et par contre une tension de vapeur

assez faible. Ils doivent avoir une section efficace d'absorption neutronique faible. Ils devront de plus avoir une conductibilité thermique suffisante et autant que possible ne pas corroder trop vite les métaux utilisés comme canalisation. Si un solvant remplit ces conditions et que l'uranium y soit suffisamment soluble ou tout au moins puisse y être mis en suspension, on pourra faire jouer au liquide (uranium+solvant) en même temps le rôle de combustible nucléaire et de modérateur.

On a particulièrement proposé dans ce but:

1° les hydroxydes NaOH, KOH, LiOH (surtout NaOH qui fond à 318°C et qui jusqu'à 550°C pourrait circuler dans des tubes en alliages de nickel);

2° les fluorures de Na, K et Li qui sont de bons solvants de UF_6 et BeF_2 qui est un bon modérateur.

VIII-8. **Uranium 233 et thorium.**

Nous avons vu (p. 424), que le thorium est une substance fertile pouvant donner naissance après capture d'un neutron et deux désintégrations β^- à de l'uranium 233 fissile.

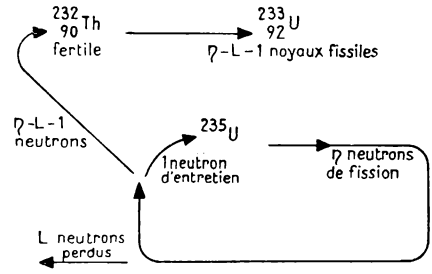


Fig. III-91

Comme on n'a pas encore de stocks d'uranium 233 on prévoit d'abord la marche d'un réacteur en convertisseur: un coeur d'uranium 235 envoie ses neutrons de fission à travers un ralentisseur sur une enveloppe de thorium fertile. Ce thorium s'enrichit progressivement en uranium 233 fissile chimiquement.

On pourra alors séparer (Fig. III-91) cet uranium 233 du thorium et l'employer comme combustible nucléaire à la place de l'uranium 235.

Le réacteur fonctionnera alors en surrégénérateur ou breeder, puisqu'il produira, aux dépens du thorium, plus d'uranium 233 qu'il n'en est consommé (fig. III-92).

Un tel réacteur est du type à « deux régions »: le coeur et l'enveloppe fertile. On pourrait, semble-t-il, simplifier en mélangeant le thorium au combustible

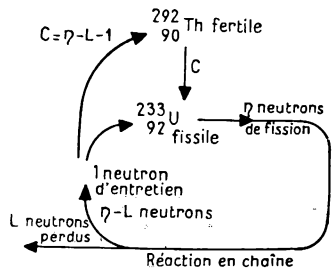


Fig. III-92

nucléaire ce qui donnerait un « réacteur à une région », mais les séparations chimiques seraient plus difficiles parce qu'il faudrait séparer Th à la fois de U et des produits de fission.

Un convertisseur où U-235 transforme du thorium en U-233, et qui deviendra ensuite breeder, va fonctionner aux Etats-Unis, c'est le « homogeneous thorium reactor », HTR. Son schéma de principe est donné page 443, il servira à fabriquer U-233, à produire de l'énergie: 16 MW électriques à partir de 65 MW thermiques, et à étudier les breeders et les procédés de purification.

Une centrale électrique plus puissante, P.W.Th.U.C. (*P*ressurized *W*ater *Th*orium *U*ranium *C*onverter) comporte un réacteur hétérogène utilisant 275 kg d'uranium enrichi à 90% en ^{235}U et 8 tonnes de thorium. Le modérateur est de l'eau légère. Le refroidisseur est de l'eau sous pression, la puissance calorifique sera de 500 MW et la puissance électrique 140 MW.

Parmi les alliages de thorium déjà étudiés, ceux qui paraissent les plus intéressants (1) sont ceux avec le zirconium (résistent à la corrosion) et avec l'uranium (résistent bien aux radiations).

VIII-9. Plutonium.

VIII-9.1. Propriétés nucléaires.

Le plutonium $^{239}_{94}Pu$ n'existe pas dans la nature. Il est formé à partir de ^{238}U par capture d'un neutron et deux désintégrations β^- successives (p. 424). Le plutonium apparaît donc dans tous les réacteurs où de l'uranium naturel (ou U-238) reçoit des neutrons provenant de la fission de U-235. Il se forme peu à peu dans les barres de combustible nucléaire dont on pourra le retirer par traitement chimique qui séparera trois fractions : les uraniums 235 et 238, les produits de fission, le plutonium 239.

On pourra en produire des quantités plus importantes dans un convertisseur où U-235 bombarde de ses neutrons de fission une enveloppe riche en U-238 (utilisation de l'uranium naturel et de l'uranium appauvri comme matières fertiles) ou dans un réacteur surrégénérateur (breeder) où ^{239}Pu se reproduit lui-même aux dépens d'U-238. On arrive cependant à un équilibre parce que certains noyaux de Pu déjà formés disparaissent par fission ou par capture radiative: $^{239}_{94}Pu(n,\gamma)\ ^{240}_{94}Pu$.

Comme chez l'uranium 238, la section efficace de capture des neutrons dans ^{239}Pu présente de nombreux pics de résonance, ce qui rend assez délicate la construction de réacteurs au plutonium à neutrons thermiques.

(1) B. MANOWITZ, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 8, p. 91.

En France, la pile Proserpine de Saclay est un réacteur thermique homogène de recherches dont le combustible est du sulfate de plutonium.

Des réacteurs rapides seraient plus intéressants car $\nu = 2{,}88$ et que pour les neutrons rapides (500 keV) $\eta = 2{,}65$, l'économie des neutrons n'a pas besoin d'être stricte mais, le nombre de neutrons retardés étant faible dans la fission du plutonium, leur contrôle est délicat.

Il semble que jusqu'ici les réacteurs au plutonium à neutrons rapides n'en soient qu'au stade expérimental. Tel est le réacteur britannique ZEPHYR (Zero fast fission reactor) de Harwell. C'est un réacteur hétérogène où du plutonium irradie une enveloppe d'uranium naturel qui sert en même temps de réflecteur. Comme les neutrons rapides sont plus difficilement absorbés que les neutrons thermiques, les barres de réglage absorbantes au cadmium ou en acier au bore sont remplacées ici par des barres d'uranium qui se déplacent dans le réflecteur. La puissance de Zephyr est seulement de 2 à 30 watts, son flux de 10^9 neutrons/cm^2·s, aussi ne sert-il que comme instrument de recherches sur les breeders.

Un des inconvénients du plutonium est son extrême toxicité: l'absorption de 10^{-6} g de cet élément est mortelle, aussi la Commission Internationale de Protection Radiologique a-t-elle prescrit de ne pas dépasser une absorption de $6{,}10^{-7}$ g en une vie entière, 10% du Pu inhalé se retrouve dans les os où sa période biologique d'élimination est 190 ans. Pour une exposition de 40 heures par semaine, une activité de $6 \cdot 10^{-6}$ microcurie/m^3 d'air est la limite admissible.

VIII-9.2. **Propriétés physiques du plutonium.**

Suivant la température, cet élément présente six formes allotropiques différentes, dont le tableau ci-dessous indique quelques propriétés. On

Température t°C		126°C	220°C	319°C	462°C	483°C	640°C	
phase	α	β	γ orthorh. faces centrées	δ cubique faces centrées	δ' tétragonal centré	ε cubique centré		liquide
réseau	monocli.							
densité	19,8	17,6	17,14	15,92	16,00	16,51		
coefficient de dilatation cubique, 10^6k	51	38	35	−10	−120	26		
résistivité $10^6\rho$(ohm·cm)	145	108	107,5	100	103	111		
$d\rho / dt$	—	—	—	+	+	—		

remarquera des propriétés exceptionnelles chez un métal: le plutonium en phase δ et δ' se contracte par échauffement, en phases α, β, γ, ε sa résistivité diminue par échauffement.

La chaleur spécifique du plutonium est 0,036 cal/g.°C à la température ordinaire.

VIII-9.3. **Préparation du plutonium.**

Le plutonium présente la valence 4 et la valence 6. Son extraction à partir des produits de fission emploie des procédés qui ne sont qu'en partie publiés. Le combustible irradié est d'abord abandonné pendant deux ans pour se « refroidir », puis il est fondu à haute température [1] (1573°C) en atmosphère d'hélium puis mélangé avec des fluorures d'uranium, de calcium et de lithium. On sépare ensuite le métal des fluorures par de l'acide azotique et de l'acide borique.

En France, le plutonium est retiré du combustible usagé des réacteurs G1, G2, G3. Les opérations presque toutes automatiques ou télécommandées se déroulent à Marcoule dans une usine ultramoderne.

D'autres méthodes opèrent à froid en phase liquide [2]. Aux U.S.A., la Commission de l'Energie Atomique achète le plutonium métallique 12 dollars le gramme.

VIII-9.4. **Alliages du plutonium.**

Ces alliages sont souvent préparés à partir de PuO_2 ou PuF_3 et non du plutonium lui-même qui est difficile à préparer et exige une atmosphère de gaz inerte. C'est surtout à Los Alamos [3] que ces alliages ont été étudiés. Les diagrammes sont passablement compliqués à cause de l'existence des 6 phases de Pu et de combinaisons intermétalliques. On a étudié les alliages et les combinaisons du plutonium avec les éléments suivants: H, Cu, Ag; Mg, Hg; Al, In; C, Si, Ge, Zr, Sn, Pb, Th; Bi; O, S, Te, U, Mn; Fe, Co, Ni, Ru, Os.

Parmi ces alliages, ceux avec l'aluminium et avec le zirconium sont ceux qui semblent avoir le plus d'avenir à cause de leur résistance à la corrosion et de leurs propriétés mécaniques. Les alliages de zirconium ont pour le moment l'inconvénient du prix élevé de ce métal. Des alliages Pu-Al à 3,7% et à 10% de Pu sont destinés aux réacteurs NRX et MTR.

(1) A. G. Buyers, *Nucleonics*, 17, 1957, n° 6, p. 86.
(2) E. L. Anderson Jr., *Nucleonics*, 17, 1957, n° 10, p. 72.
(3) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 8, p. 96.

VIII-10. **Epuisement du combustible (burnup).**

Un noyau d'uranium 235 a une masse de $235/6{,}02 \cdot 10^{23}$ gramme, sa fission libère 200 MeV ou $3{,}2 \cdot 10^{-11}$ joule. La production de 1 joule exige donc la consommation d'une masse de $235/6{,}02 \cdot 10^{23} \cdot 3{,}2 \cdot 10^{-11}$ ou $1{,}2 \cdot 10^{-11}$ gramme d'uranium 235.

Une puissance thermique de 1 Mégawatt (1000 kW) exigerait par jour la consommation de $10^6 \cdot 86400 \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-11}$ gramme ou 1,03 gramme d'uranium 235.

Dans la réalité, on ne peut entièrement "brûler" le "combustible" nucléaire pour plusieurs raisons qui toutes abaissent la réactivité P_c du coeur:

1° le nombre initial de noyaux fissiles diminue exponentiellement avec le temps à cause de fissions,

2° des noyaux fissiles sont transformés en ^{236}U et des noyaux fertiles de ^{238}U en noyaux de ^{239}U et autres,

3° des produits de fission apparaissent dont certains, le xénon et le samarium, sont de véritables poisons parce qu'ils capturent les neutrons avec une très grande section efficace.

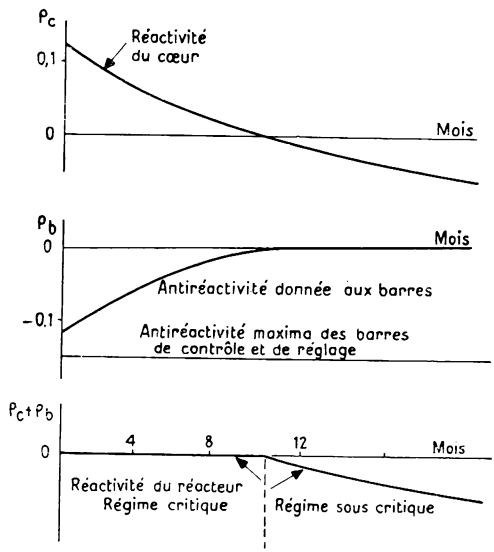


Fig. III-93

La conversion partielle de ^{238}U en plutonium ne compense que partiellement cet épuisement et la réactivité d'un réacteur baisserait constamment si sa diminution n'était pas compensée par les dispositifs de contrôle

qui diminuent également l'antiréactivité—ρ_b des barres de cadmium ou d'acier au bore qui absorbent les neutrons.

Cet exemple très schématique suppose que l'on ne remplace pas en temps utile le combustible épuisé et que la réactivité du coeur baisse pour toutes les raisons indiquées ci-dessus.

Il faut donc disposer d'une réserve de réactivité quand le combustible est neuf. On retardera la chute de réactivité en permutant les barres centrales de combustible avec les barres périphériques moins épuisées parce qu'elles étaient placées dans un flux plus faible.

Lorsque, malgré le dispositif de contrôle, la réactivité ne pourra plus être rendue faiblement positive, le combustible partiellement épuisé devra nécessairement être retiré et remplacé par du combustible neuf.

Dans la pratique on n'attend pas aussi longtemps pour remplacer le combustible. Sauf dans le cas où on le sacrifie comme déchet, le combustible appauvri, sorti du réacteur, est envoyé à une usine chimique pour « *recyclage* », c'est-à-dire pour y subir des traitements chimiques qui le débarrassent des produits de fission. Voici deux exemples de recyclage:

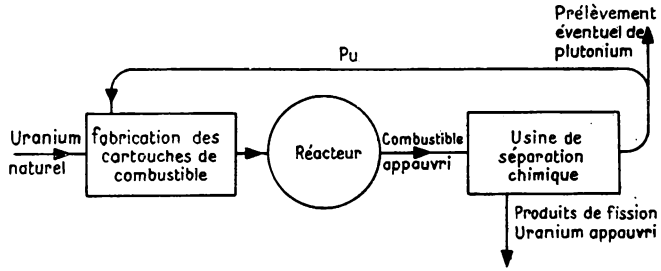


Fig. III-94 *Recyclage du plutonium.* — Dans le réacteur, l'uranium naturel s'appauvrit en ^{235}U et s'enrichit en ^{239}Pu. Le plutonium est extrait chimiquement du combustible appauvri et employé à enrichir l'uranium naturel.

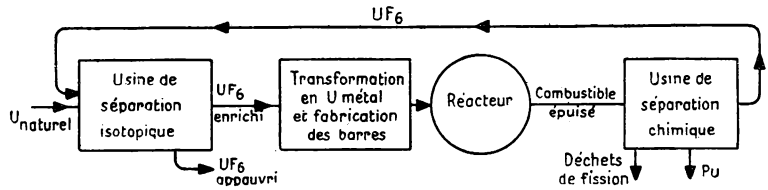


Fig. III-95 *Recyclage de l'uranium.*—Le réacteur utilise comme combustible de l'uranium enrichi provenant de l'usine de séparation isotopique. Le combustible épuisé est débarrassé du plutonium et des produits de fission, l'uranium restant mis à l'état d'hexafluorure est enrichi à nouveau dans l'usine de séparation d'isotopes.

Les traitements chimiques des combustibles appauvris ne sont en général effectués qu'après avoir laissé ceux-ci se « refroidir » pendant quelques mois, c'est-à-dire après avoir laissé le temps à la radioactivité des produits de fission de décroître et de devenir moins dangereuse. Cependant à l'usine de traitements chimiques, toutes les opérations se font à distance par télécommande ou par des dispositifs automatiques contrôlés à distance. De là l'importance de tout le nouvel outillage: manipulateurs à distance, servomécanismes, contrôle par télévision, écrans et vêtements protecteurs. Seuls les produits à très faible radioactivité sont manipulés dans les « boîtes à gants ». Les mesures de protection sont les mêmes que dans les centrales nucléaires.

Pour les traitements chqimiues des combustibles irradiés, on pourra lire (1) un article de P. Regnault et deux autres d'Anderson (2). Quel moment est le plus opportun pour retirer le combustible irradié afin de le recycler? Il est difficile de le définir avec précision parce que beaucoup d'éléments jouent et avant tout des considérations financières (3) qui évoluent actuellement très vite: investissement nécessaires pour les réacteurs, les usines chimiques et de séparation isotopique, énergie consommée pour les séparations, main-d'oeuvre, prix de vente du plutonium récupéré, etc. D'autres considérations jouent aussi comme la distance du réacteur aux usines de recyclage.

La fission complète d'une tonne de ^{235}U pur donnerait 950 000 MWj, celle de tout l'uranium 235 contenu dans une tonne d'uranium naturel donnerait 6 800 MWj. Dans ce dernier cas, il faudrait tenir compte de la formation de plutonium aux dépens de ^{238}U, ce qui augmente l'énergie recueillie. Après une production d'énergie ne dépassant pas 11 000 mégawatts-jour par tonne, si le combustible était:

U naturel, il contiendrait alors 0,11% de ^{235}U et 0,4% de Pu,
U enrichi à 1% „ „ „ „ 0,25% de „ „ 0,5% „ „
U enrichi à 2% „ „ „ „ 1% „ „ „ 0,0% „ „

C'est la rupture des gaines qui limite l'énergie extraite de l'uranium naturel. Avec l'uranium enrichi la limite est donnée par l'usure du combustible. Une valeur exceptionnellement élevée, 9750 MWj/tonne a été

(1) P. Regnault, « Le traitement des combustibles irradiés », article paru dans *Energie Nucléaire*, supplément de « Chimie et Industrie », vol. 75, n° 2, févr. 1956, p. 68-81.

(2) E. L. Anderson, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 10, p. 72, et n° 12, p. 44.

(3) On trouvera de nombreuses données et des calculs sur des exemples dans: Th. Reis, *Aspects économiques des applications industrielles de l'Energie Nucléaire*, Paris (Dunod), 1958.

atteinte par l'oxyde d'uranium naturel au Canada (1) dans le réacteur CANDU, mais souvent on se contente d'environ 4000 MWj/t.

Notons que, suivant les types de réacteurs, le prix du combustible et les frais d'exploitation ne représentent que le tiers ou la moitié du prix de revient du kWh électrique produit par une centrale de l'ordre de 100 MW. Le reste vient de l'amortissement des importants investissements. Pour prendre un exemple:

A la centrale EDF1 à Avoine, le réacteur contient 130 tonnes d'uranium naturel, modérateur et réflecteur sont en graphite, le refroidisseur est du CO_2 à 25 atm. Cette centrale aura une puissance de 60 MW électriques et sa production de plutonium sera probablement de l'ordre de 50 kg par an. Cette centrale coûtera probablement 160 millions de NF. A la centrale britannique de Calder Hall qui est comparable à EDF1, le kWh revient à environ 0,03 NF. D'une manière générale son prix baissera sans doute assez vite par simplifications des traitements de recyclage, baisse du prix des combustibles nucléaires, etc.

VIII-11. Utilisation et élimination des produits de fission.

VIII-11.1. Composition des produits de fission.

Lorsque l'on retire d'un réacteur le combustible usagé, les produits de fission lui donnent une radioactivité si élevée qu'on doit le laisser « refroidir » pour que son traitement devienne moins dangereux, les produits à vie courte ayant alors fortement diminué de concentration.

Cent jours après que le combustible a été retiré d'un réacteur et que l'on en a récupéré l'uranium, le reste contient:

— des éléments fortement radioactifs β (et γ):

Sr 3,8% Y 2,3% Zr 9,9%, Nb 4,7%, Ru 4%,
Te 1,2% I 0,6%, Ba 4 %, La 4%, Ce 10,1%;

— d'autres éléments moins radioactifs mais abondants tels que:

Nd 10%, Cs 10%, Mo 8%, Pr 4,5%, Sm 3%, Tc 2,7%,

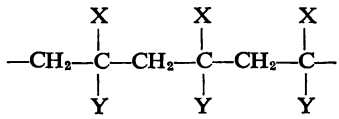
et du xénon $^{135}_{54}Xe$ radioactif, abondant (10%) mais facile à éliminer parce que gazeux.

(1) A. J. MOORADIAN et J. A. L. ROBERTSON, *Nucleonics*, 18, 1960, n° 10, p. 62.

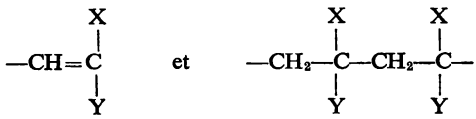
VIII-11.2. **Utilisation des produits de fission.**

Les produits de fission bruts (non traités chimiquement) peuvent être utilisés dans l'industrie comme sources puissantes de rayonnement γ. Bien entendu, ils permettent de faire facilement des gammagraphies.

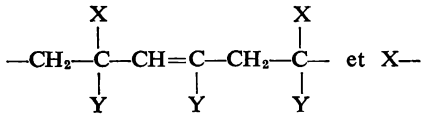
Leurs rayonnements γ produisent sur les corps organiques des réactions chimiques très intéressantes ([1]). Considérons par exemple une molécule aliphatique à longue chaîne telle que:



Les photons γ produisent d'abord des réactions intramoléculaires: rupture de la chaîne principale en:

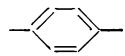


rupture de chaîne latérale en:



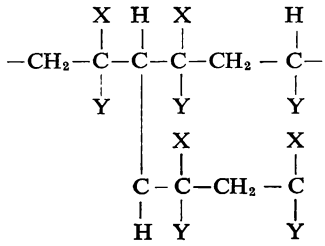
Suivant la nature de X et Y la dégradation par rupture des molécules et la recombination se font en proportions variables.

Par exemple:

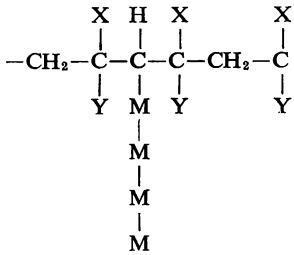
Polymère de	X	Y	réaction favorisée
Ethylène	— H	— H	réticulation
Méthyl acrylate	— H	—C(=O)—OCH$_3$	,,
Styrène	— H		,,
Téflon	— F	— F	dégradation
Méthacrylate de méthyle	— CH$_3$	— C(=O) — OCH$_3$	,,

(1) D. J. METZ, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 4, p. 73.

La réticulation (crosslinking) est l'établissement de ponts entre molécules parallèles:



il peut aussi y avoir migration d'un radical d'une molécule à une autre. En présence de molécules organiques d'une autre sorte, il peut y avoir addition d'un monomère M sur une chaîne latérale:



De nombreuses autres réactions sont possibles.

Des gaz se forment, par exemple CH_4. De l'oxygène peut être fixé.

En l'absence de radiations, deux polymères:

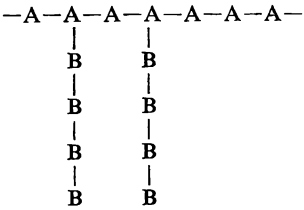
$$-A-A-A-A-$$

$$-B-B-B-B-$$

donnent au hasard un copolymère:

$$-B-B-B-A-A-B-A-A-A-B-B-B-$$

tandis qu'en présence de radiations γ, il y a greffe de copolymère:



Les applications de ces réactions sont déjà très nombreuses; par exemple:

1° obtention de matières plastiques plus dures et fondant à des températures beaucoup plus élevées,

2° diélectriques à pertes diminuées (amélioration remarquable à température élevée),

3° par greffage, revêtement d'un plastique par un autre, par exemple du nylon par du styrène qui rend sa surface moins absorbante pour l'eau,

4° membranes pour échanges d'ions.

C'est le nombre total des photons γ reçus qui intervient dans le résultat et non pas (en première approximation) la puissance reçue.

VIII-11.3. **Procédés de séparation utilisés.**

Le combustible appauvri est d'abord traité de manière à récupérer l'uranium et surtout le plutonium. Les produits de fission sont ensuite éventuellement séparés les uns des autres.

Les procédés utilisés sont [1] [2]:

1° la précipitation, avec au besoin entraînement de l'élément à précipiter par un autre de propriétés chimiques analogues ajouté volontairement,

2° la séparation par échange d'ions sur une résine,

3° la séparation par des solvants organiques,

4° le passage de l'uranium à l'état de combinaison gazeuse (UF_6).

VIII-11.4. **Elimination des produits de fission.**

Les produits de fission, les déchets de préparation des combustibles nucléaires, les substances, contaminées dans les réacteurs (par exemple le réfrigérant) ne sont qu'en partie utilisés. La plus forte proportion est actuellement éliminée. La raison et la difficulté essentielle des éliminations est la radioactivité due à des nuclides à vie moyenne, allant du mois à plusieurs années, car ceux à vie longue donnent peu de rayonnement et ceux à vie courte disparaissent rapidement.

Les produits radioactifs gazeux à éliminer, par exemple l'air de refroidissement de certains réacteurs, sont d'abord dépoussiérés par précipitation électrostatique puis conduits à une haute cheminée. Il faut surveiller les conditions météorologiques pour que la pluie ou le vent ne ramènent pas au sol une radioactivité dangereuse.

Les produits radioactifs liquides à éliminer peuvent être classés en deux catégories:

a) *Solution très diluée peu radioactive.* — On stocke cette solution dans des bacs jusqu'à ce que sa radioactivité ait notablement décru (par exemple 6 mois) puis on l'envoie à la rivière ou dans des puits non cimentés où

(1) S. GLASSTONE, *Principles of nuclear reactor engineering*, p. 370-442, Van Nostrand (New-York,) 1956.
(2) P. RENAUT, supplément à *Chimie et Industrie*, 75, n° 2, févr. 1956, p. 68, P. COHEN, *id.*, p. 114.

le sol absorbera les ions radioactifs. Dans ce dernier cas, un contrôle géologique est indispensable pour être certain que les eaux potables ne seront pas contaminées.

b) *Solution concentrée très radioactive.* — On la concentre davantage, souvent même par évaporation, ou par précipitation. On en remplit alors des puits cimentés étanches ou des récipients en béton que l'on enfouit ou immerge en mer. On emploie aussi des futs métalliques que l'on conserve dans des silos recouverts de terre.

Les déchets solides très radioactifs sont soit enfouis, soit immergés. Parfois ils sont stockés assez longtemps pour pouvoir être manipulés avec moins de précautions. Dans tous les cas cependant on doit opérer à distance et contrôler constamment que les opérateurs ne sont pas soumis à une dose dangereuse de radiations.

VIII-12. **Propriétés caractérisant les modérateurs.**

Les qualités exigées d'un modérateur sont celles-ci:

très faible section efficace d'absorption de ses noyaux pour les neutrons thermiques,

ralentissement suffisant à chaque choc neutron-noyau,

probabilité de diffusion élevée,

conductibilité thermique suffisante,

prix acceptable.

Après l'étude théorique de la diffusion des neutrons, nous reviendrons sur certaines propriétés caractéristiques des modérateurs. Nous rappelons ici que la théorie du choc élastique (p. 233, 512, 519) donne la valeur moyenne y du rapport de l'énergie cinétique E_2 d'un neutron après un choc sur un noyau contenant A nucléons à son énergie primitive E_1:

$$y = \frac{\overline{E}_2}{E_1} = \frac{A^2 + 1}{(A+1)^2}.$$

Cette expression montre qu'il faudra choisir comme modérateurs des éléments légers. Pour les calculs des réacteurs il est plus commode d'introduire, au lieu de y, le *paramètre de ralentissement* ξ défini par:

$$\xi = \overline{\operatorname{Log} E_1/E_2}.$$

Un calcul statistique montre que (p. 520):

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \operatorname{Log} \alpha \qquad \text{avec } \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2.$$

La connaissance de ξ permet de calculer commodément le nombre C de chocs nécessaires pour ralentir un neutron de fission depuis une énergie initiale de 2 MeV jusqu'à l'état thermique de 0,025 volt. On aura donc:

$$C.\xi = \operatorname{Log}\frac{2\cdot 10^6}{\underset{1^{er}\text{ choc}}{E_2}} \cdot \frac{E_2}{\underset{2^{ème}\text{ choc}}{E_3}} \cdot \frac{E_3}{E_4} \ldots \frac{E_c}{\underset{\text{dernier choc}}{0{,}025}} = \operatorname{Log}\frac{2\cdot 10^6}{0{,}025}$$

d'où:

$$C = \frac{18\cdot 2}{\xi}.$$

Par exemple:

pour le graphite, $A = 12$, $\alpha = 11^2/13^2$, $\xi = 0{,}158$, $C = 115$;

pour le beryllium, $A = 9$, $\alpha = 0{,}8^2$, $\xi = 0{,}209$, $C = 86$.

Lorsque le modérateur n'est pas un élément mais un composé, on calculera le paramètre de ralentissement moyen ξ défini par:

$$\xi = \frac{\xi_1\Sigma_1 + \xi_2\Sigma_2 + \ldots}{\Sigma_1 + \Sigma_2 + \ldots}$$

où ξ_i est le paramètre de ralentissement de l'élément i et Σ_i sa section efficace macroscopique de diffusion.

Par exemple, pour l'eau légère:

$$\xi = \frac{\xi_H\Sigma_H + \xi_O\Sigma_O}{\Sigma_H + \Sigma_O}$$

on trouve ainsi:

$$\xi = 0{,}924, \text{ d'où } C = 19.$$

Bien entendu, il ne suffit pas que les neutrons qui subissent des chocs soient ralentis sans être absorbés (Σ_a petit), il faut encore qu'aussi peu de neutrons que possible puissent traverser le modérateur sans avoir été ralentis. Comme le ralentissement est dû aux chocs élastiques, il faut que Σ_s, section efficace macroscopique de diffusion, soit élevée. On caractérise la qualité du modérateur par le

pouvoir de ralentissement: $\xi\,\Sigma_s$

Les valeurs de C et ξ sont connues avec précision, mais il n'en est pas de même des sections efficaces lorsque celles-ci sont très faibles. Tel est le cas de l'eau lourde dont le *rapport de modération* $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$ n'est connu qu'avec une erreur qui atteint peut-être 50% parce que Σ_a est si faible que sa mesure est incertaine. On peut cependant affirmer que l'eau lourde est de loin le meilleur des modérateurs et serait le seul employé si elle devenait bon marché.

Dans un réacteur un neutron naît par fission en un point A, est ralenti par chocs sur les noyaux du modérateur et devient thermique en un point B. Il diffuse alors dans le modérateur sans perte d'énergie jusqu'à sa disparition par capture en un point C. Nous allons introduire d'autres grandeurs que ξ, C, Σ_a, Σ_s, qui sont utiles pour la théorie des réacteurs.

Trois sont des longueurs:

1° *La longueur de ralentissement* $\sqrt{\tau}$ telle que

$$\sqrt{\tau}\sqrt{6} = \sqrt{\overline{AB^2}},$$

où $\sqrt{\overline{AB^2}}$ est la distance quadratique moyenne séparant A de B pendant le ralentissement.

2° *La longueur de diffusion* L telle que

$$L\sqrt{6} = \sqrt{\overline{BC^2}}.$$

De B à C le neutron décrit, à l'état thermique, de nombreux zigzags et son trajet réel de B à C est très supérieur à $L\sqrt{6}$.

3° *La longueur de migration* M telle que

$$M\sqrt{6} = \sqrt{\overline{AC^2}}.$$

Entre ces trois longueurs existe la relation très simple [1]:

$$\overline{AC^2} = \overline{AB^2} + \overline{BC^2} \quad \text{ou} \quad M^2 = L^2 + (\sqrt{\tau})^2.$$

Deux sont des temps:

1° *Le temps de ralentissement* t_r

c'est le temps qui est nécessaire pour que l'énergie cinétique d'un neutron décroisse depuis sa valeur initiale $2 \cdot 10^6$ eV à la valeur thermique 0,025 eV.

2° *Le temps de diffusion* t_0

c'est le temps de vie du neutron à l'état thermique, vie terminée par une capture.

Le tableau ci-après donne les propriétés utiles des modérateurs usuels [2].

Un modérateur idéal donnerait C petit, ξ élevé, $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$ élevé, $\sqrt{\tau}$ faible pour qu'une faible épaisseur de modérateur suffise à ralentir, L élevé: long parcours avant capture. Ceci entraînerait t_r petit et M et t_0 élevés.

(1) En effet: $\vec{AC}.\vec{AC} = (\vec{AB}+\vec{BC})(\vec{AB}+\vec{BC}) = \vec{AB}^2+\vec{BC}^2+2\vec{AB}.\vec{BC}$, or la valeur moyenne de $\vec{AB}.\vec{BC}$ est nulle parce que les orientations de $\vec{AB}$ et $\vec{BC}$ sont indépendantes l'une de l'autre.

(2) La plupart des données de ce tableau ont été obtenues à partir de constantes rassemblées par M. V DAVIS et D. T. HAUSER, *Nucleonics*, 16 mars 1958, p. 87. Les données relatives à D_2O concernent de l'eau lourde « technique ».

Propriété	Notation	H_2O	D_2O	Be	BeO	C
nombre de chocs	C	19	35	86	103	115
paramètre de ralentissement	ξ	0,948	0,570	0,209	0,173	0,158
pouvoir de ralentissement	$\xi\Sigma_s(cm^{-1})$	3,26	0,256	0,181	0,087	0,061
section macroscopique d'absorption	Σ_a cm^{-1}	0,022	0,000033	0,00124	0,00073	0,00026
rapport de modération	$\xi\Sigma_s/\Sigma_a$	147	7,700	146	119	234
longueur de ralentissement	$\sqrt{\tau}$ (cm)	5,74	10,9	9,9	10,5	19,7
longueur de diffusion	L (cm)	2,73	116	22	32	54,4
longueur de migration	M (cm)	6,35	117	24,1	33,6	57,4
temps de ralentissement	t_r(s)	$2,4\cdot10^{-6}$	$3,1\cdot10^{-5}$	$4,4\cdot10^{-5}$	$9,2\cdot10^{-5}$	$1,3\cdot10^{-4}$
temps de diffusion	t_o(s)	$2,1\cdot10^{-4}$	0,14	$3,7\cdot10^{-3}$	$6,1\cdot10^{-3}$	$1,7\cdot10^{-2}$
Prix 1961	NF/kg	négligeable	300	800	320	6

VIII-13. **L'eau et l'eau lourde comme modérateurs.**

VIII-13.1. **Eau ordinaire.**

L'eau ordinaire possède comme ralentisseur deux avantages importants: son prix négligeable dans la construction d'un réacteur, sa très courte longueur de ralentissement (5,74 cm) qui permet de donner au modérateur, donc au réacteur, un volume assez faible. Elle a des propriétés physiques intéressantes: chaleur spécifique élevée, faible viscosité et conductibilité thermique satisfaisante. Ceci permet d'évacuer facilement la chaleur, que l'eau soit employée comme modérateur, réflecteur ou réfrigérant.

L'eau a cependant l'inconvénient de ne pouvoir supporter à l'état liquide des températures élevées que sous pression: son point critique est à 374,1°C, sous une pression de $2,21\cdot10^7$ N/m² (225 kg/cm²).

Dans l'emploi de l'eau ordinaire comme modérateur, son inconvénient le plus grand est que sa section efficace d'absorption des neutrons thermiques

est assez élevée ($\sigma_a = 0{,}66$ barn). Il en résulte que *l'eau ordinaire ne peut être employée dans un réacteur à uranium naturel que comme réfrigérant et non comme modérateur.*

Voici la variation approximative calculée (1) de η et du facteur de multiplication k avec la concentration en ^{235}U dans un réacteur hétérogène à uranium enrichi modéré par de l'eau ordinaire:

% U-235	0,71	1	1,2	1,5	2	100
η	1,3	1,48	1,55	1,65	1,7	2,1
k	0,97	1,1	1,2	1,24	1,3	1,6

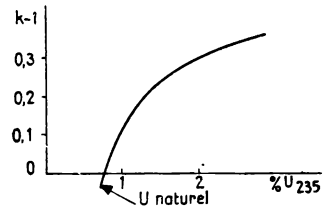


Fig. III-96

Ces nombres montrent que par contre, *l'eau ordinaire pourra être employée comme modérateur, réflecteur et réfrigérant dans un réacteur à uranium enrichi,* parce que l'économie des neutrons y est beaucoup moins stricte que dans un réacteur à uranium naturel.

VIII-13.2. **Eau lourde.**

L'avantage essentiel de l'eau lourde sur l'eau ordinaire dans l'emploi comme modérateur est sa très faible section efficace d'absorption des neutrons thermiques et la valeur énorme du rapport de modération de l'eau lourde pure $\xi\Sigma_s/\Sigma_a = 21\,000$. La longueur de ralentissement est à peu près double de celle de l'eau ordinaire.

Les propriétés physiques de l'eau lourde sont en général très voisines de celles de l'eau légère: point de fusion 3,82°C, point d'ébullition 101,42°C, masse spécifique à 20°C: 1100 kg/m³.

A la différence de l'eau légère, grâce à son grand rapport de modération *l'eau lourde peut être employée comme modérateur dans un réacteur à uranium naturel,* que ce réacteur soit hétérogène ou même homogène. Bien entendu, à plus forte raison l'eau lourde est utilisable avantageusement comme réflecteur et comme réfrigérant.

L'obstacle qui empêche actuellement d'employer uniquement l'eau lourde dans les réacteurs comme modérateur, réflecteur et réfrigérant est surtout d'ordre financier. L'eau lourde coûte approximativement 300 NF le litre. Ce prix élevé est dû à ce que l'eau lourde n'est présente que dans la proportion de 1/6500 dans l'eau naturelle et que les procédés actuels de séparation consomment beaucoup d'énergie.

Plusieurs méthodes d'extraction de l'eau lourde à partir de l'eau ont été employées:

(1) S. GLASSTONE, *Nucl. React. Engineering,* Van Nostrand, p. 200.

1° *L'électrolyse.* — Cette méthode qui fut la première est encore la plus utilisée. Le passage du courant dans de l'eau naturelle donne à la cathode de l'hydrogène où la proportion du deutérium est plus faible que celle de l'eau lourde dans l'eau électrolysée. Donc peu à peu le liquide s'enrichit en eau lourde. L'électrolyse se fait en solution alcaline entre électrodes de nickel. Ce procédé développé en Norvège a été repris aux Etats-Unis.

2° *L'échange chimique.* — L'hydrogène naturel contient des molécules H_2, et HD (et quelques molécules D_2). L'eau naturelle contient des molécules H_2O et HDO (et quelques molécules D_2O).

La vitesse d'une réaction chimique n'est pas tout à fait la même si les atomes qui réagissent sont H ou D. Par suite la constante d'équilibre d'une réaction limitée n'est pas la même, d'où possibilité d'enrichissement en deutérium.

On utilisera par exemple la réaction:

$$H_2O + HD \rightleftarrows HDO + H_2.$$

Lorsque la température s'élève, l'équilibre se déplace vers la gauche.

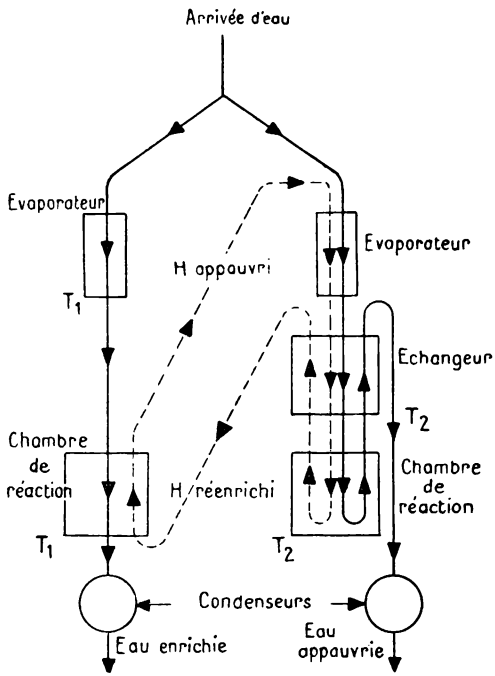


Fig. III-97

Dans le procédé à deux températures, on met en présence de platine catalyseur, à une température T_1, l'hydrogène et de la vapeur d'eau. Dans la réaction ci-dessus les molécules HD donnent des molécules HDO que l'on peut retirer en les entraînant par de l'eau liquide. Cette eau s'enrichit en HDO.

L'hydrogène appauvri en HD est mis en présence de vapeur d'eau à une température T_2 supérieure à T_1 et les molécules HDO de cette eau lui cèdent du deutérium, cet hydrogène réenrichi est renvoyé à la première chambre de réaction où l'eau va s'enrichir davantage en HDO.

Le schéma ci-contre montre que l'hydrogène gazeux circule en circuit fermé et que c'est l'eau d'alimentation qui s'enrichit à gauche en eau lourde et s'appauvrit à droite.

On augmente ensuite la concentration par électrolyse lorsque le volume d'eau à enrichir n'est plus trop élevé.

3° *La distillation.* — On peut distiller l'eau pour l'enrichir en D_2O car H_2O est un peu plus volatil. Il est d'un meilleur rendement de distiller l'hydrogène liquide (1), une telle installation fonctionne à Toulouse (2).

En France, on projette de tirer le deutérium de l'hydrogène sulfuré du gaz naturel de Lacq.

VIII-13.3. **Décomposition de l'eau par les radiations.**

VIII-13.3.1. ***Décomposition de l'eau pure.*** — Les neutrons ne décomposent pas l'eau eux-mêmes directement, mais:

a) par les rayons γ qu'ils produisent lors de leur capture radiative (n, γ) par l'hydrogène, l'oxygène ou les impuretés de l'eau,

b) par les protons qu'ils chassent des molécules d'eau et qui, eux, ionisent l'eau.

Dans l'eau lourde, la capture radiative ${}^2_1H$ (n, γ) ${}^3_1H$ a une très faible section efficace, mais les autres causes de décomposition subsistent.

Dans un réacteur, l'action des rayons γ dus aux produits de fission s'ajoute à l'action indirecte des neutrons que nous venons de voir.

Plusieurs réactions se produisent dans l'eau.

La réaction primaire est une décomposition en hydrogène et oxhydryle:

$$H_2O \rightarrow H + OH, \tag{1}$$

suivie de recombinaisons partielles:

$$H + OH \rightarrow H_2O, \tag{2}$$

et:

$$\begin{cases} H + H \rightarrow H_2 & (3) \\ OH + OH \rightarrow H_2O_2 & (4) \end{cases}$$

L'eau oxygénée formée par (4) se décompose d'autant plus vite que la température est plus élevée:

$$H_2O_2 \rightarrow H_2O + \frac{1}{2} O_2.$$

Lorsque l'ionisation est faible, le premier mode de recombinaison (2) l'emporte sur (3) et (4) et l'eau est peu décomposée.

(1) H_2 bout à 20,2°K et D_2 à 23,5°K sous la pression de 760 mm de mercure.

(2) P. AKAR et G. SIMONET, *Proceedings of the 2d Int. Conference Geneva*, 1958, vol. 4, p. 522.

Dans un réacteur, la décomposition de l'eau (modérateur, réflecteur ou réfrigérant) par les radiations γ et les neutrons suivant (1) donne du gaz tonnant qui est dangereux. On limite le plus possible sa formation en utilisant de l'eau purifiée (distillée par exemple). Dans les petites installations, on l'élimine par recombinaison catalytique de l'hydrogène et de l'oxygène sur la mousse de platine:

$$2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O.$$

VIII-13.3.2. ***Effet des impuretés.*** — Il est nécessaire d'éliminer les impuretés parce que l'impact des neutrons sur leurs noyaux lourds donnerait indirectement une très importante ionisation due au recul de ces noyaux.

C'est précisément ce qui se passe dans les réacteurs homogènes où le combustible est une solution aqueuse d'un sel d'uranium ou de plutonium. Les fragments de fission, qui sont directement en contact avec l'eau, sont très ionisants et la production de gaz tonnant est importante. Par exemple, le réacteur HRE (1) d'Oak Ridge avec une puissance thermique de 100 kW produit par heure 1,7 m³ de gaz tonnant. On se débarrasse de ce gaz en le brûlant dans une flamme (2), les traces non brûlées sont transformées en eau par catalyse.

VIII-13.4. **Activation de l'eau.**

Une autre difficulté est que le bombardement neutronique rend l'eau radioactive. Ceci se produit surtout par les deux réactions:

$$^{16}O\ (n,p)\ ^{16}N^*\qquad \text{(période: 7,35 s)}.$$

$^{16}N^*$ émet un photon de 6,2 MeV dans 80% des cas et un électron β dans les 20% restants

$$^{18}O\ (n,\gamma)\ ^{19}O^*\qquad \text{(période: 29 s)}.$$

$^{19}O^*$ émet un photon de 1,6 MeV dans 70% des cas et un électron β dans le reste des cas.

D'autre part, les impuretés de l'eau (Na, Ca, etc.) absorbent des neutrons et peuvent produire des rayons γ.

Pour fixer les idées, indiquons que si 10^{12} neutrons traversent 1 cm³ d'eau en un temps court, cette eau acquiert une radioactivité initiale donnant 800 désintégrations/seconde.

(1) *H*omogeneous *R*eactor *E*xperiment.

(2) La formation de gaz tonnant correspond à 4% de la puissance du réacteur. Elle pourrait être récupérée en utilisant ce gaz.

Pour limiter les inconvénients dus à cette «activation» de l'eau on peut ou bien prendre de l'eau constamment renouvelée (eau de rivière purifiée envoyée au réacteur, puis purifiée à la sortie par échange d'ions sur une résine qui sera enterrée) ou bien faire circuler l'eau en circuit fermé, avec sur le circuit un bac où elle perdra la plus grande partie de sa radioactivité avant d'être renvoyée au réacteur.

VIII-14. **Beryllium et ses composés.**

VIII-14.1. **Préparation.**

Le beryllium, appelé aussi en France glucinium, est le premier des métaux alcalino-terreux. Son minerai le plus répandu est le béryl $3BeO, Al_2O_3, 6SiO_2$, qui contient comme impuretés du fer et des métaux alcalins. Par traitement à l'acide sulfurique, on dissout le beryllium, l'aluminium et le fer qui se séparent du silicium. Puis on élimine l'aluminium à l'état d'alun par addition d'ammoniaque, le fer à l'état de complexe organique. En ajoutant de l'acide fluoammonique NH_4F, HF puis en chauffant à 800°on obtient le fluorure BeF_2 d'où l'on extrait le beryllium par chauf--fage à 1300° avec du magnésium. En refondant ce beryllium en paillet tes, on obtient des lingots à 99%.

VIII-14.2. **Propriétés physiques.**

Le beryllium est un métal gris d'acier, cristallisant dans le système hexagonal. Sa masse spécifique est 1850 kg/m³ à 25°C, c'est donc un métal léger. Il fond à 1280°C. Son coefficient de dilatation est $1{,}2 \cdot 10^{-5}$/°C, sa conductibilité calorifique 0,35 cal/s·cm.°C à 25°C et décroît quand la température s'élève (0,23 à 600°C). Sa résistivité est $4 \cdot 10^{-8}$ ohm·m à 20°C.

C'est un métal fragile et on préfère le fondre ou le fritter (de préférence sous vide à 1000°C) que de le travailler avec des machines-outils. On peut le braser et le souder à l'autogène, mais il s'oxyde facilement à chaud. On ne peut le laminer ou l'étirer qu'à chaud.

Le métal fritté à chaud se travaille facilement. Il a les propriétés élastiques suivantes:

Résistance à la rupture:	$3{,}1 \cdot 10^8$ N/m².
Limite d'élasticité:	$2{,}2 \cdot 10^8$ N/m².
Module d'Young:	$3 \cdot 10^{11}$ N/m².
Coefficient de Poisson:	0,03.
Dureté Brinell:	120 à 150.

VIII-14.3. **Propriétés chimiques.**

Le beryllium s'oxyde facilement à l'air, une couche mince d'oxyde se forme qui protège bien le reste du métal jusque vers 600°C. Au-delà il s'oxyde, puis vers 1000°C se forme un nitrure Be_3N_2. Le beryllium n'est que très peu attaqué par l'eau distillée privée d'air, même à 250°. Il est inoxydable dans CO_2 jusqu'à 600°C. Il n'est pas attaqué par Pb, Bi ou Sn fondus, ce qui permet de l'employer dans des réacteurs « chauds » où l'uranium est dissous dans l'un de ces métaux. Notons que le beryllium est toxique.

VIII-14.4. **Propriétés nucléaires.**

On peut utiliser comme modérateurs ou réflecteurs le beryllium, son oxyde BeO, ou son carbure Be_2C à cause de leur faible section efficace d'absorption aux neutrons lents ($\sigma_a = 0{,}009$ barn pour Be) et leur bon pouvoir de ralentissement.

VIII-14.5. **Utilisation.**

Ses défauts mécaniques ont été bien diminués grâce au frittage et à de nouveaux alliages.

Le beryllium est préférable à l'eau légère comme modérateur mais son prix encore très élevé en a jusqu'ici beaucoup limité l'emploi.

Il sert également de matériel de structure, en particulier de gainage pour le combustible nucléaire.

VIII-15. Graphite.

Le graphite est intéressant comme modérateur parce que sa section efficace de capture est faible (0,0045 barn), ce qui le rend avantageux bien que son pouvoir de ralentissement $\xi\Sigma_s$ soit inférieur à celui des modérateurs que nous avons déjà rencontrés. Cette faible section de capture est celle du graphite de « pureté nucléaire », c'est-à-dire débarrassé des impuretés, telles que le bore, qui absorberaient les neutrons.

Le graphite se trouve abondamment dans la nature et il en existe des mines, mais sa pureté est alors tout à fait insuffisante pour l'utiliser comme modérateur. On préfère le préparer à partir du coke de pétrole. Ce coke est d'abord chauffé pour chasser les impuretés puis moulu et mélangé à chaud avec du brai. Ce mélange est étiré en barres puis cuit au four à gaz vers 1500°C. Le brai qui servait de liant est carbonisé. On imprègne sous vide par du brai les barres refroidies, on les cuit à nouveau et on élève pendant quelques jours leur température jusqu'à 3000°C par effet Joule. Le carbone prend alors la forme de graphite.

Le graphite ainsi obtenu est poreux et sa masse spécifique n'est que de 1600 à 1700 kg/m³ tandis qu'elle devrait être 2270 kg/m³. Cette porosité introduit une très légère complication dans le fonctionnement des réacteurs modérés au graphite et refroidis par de l'air. Les pores du graphite contiennent de l'air dont l'azote a une section de capture non négligeable et augmente d'environ 6% la section efficace d'absorption du graphite. Il en résulte une diminution de la réactivité d'environ 1 p.c.m. par mm de mercure quand la pression atmosphérique croît. Comme une élévation de température chasse de l'air des pores du graphite, il en résulte une augmentation de ρ d'environ 2 p.c.m. par degré. Tel est le cas du réacteur X-10 à Oak Ridge.

Les propriétés mécaniques du graphite sont médiocres (1):

Résistance à la traction: $2{,}1 \cdot 10^7$ N/m².
Résistance à la compression: $2{,}4 \cdot 10^7$ N/m².
Module d'Young: $8{,}3 \cdot 10^9$ N/m².

La résistance à la rupture passe vers 2500°C par un maximum double de sa valeur à la température ordinaire.

Le graphite a une bonne conductibilité thermique et résiste bien aux chocs thermiques. Par contre, il a l'inconvénient de s'oxyder à chaud dans la vapeur d'eau, un peu dans l'air et même le gaz carbonique. Il est donc bon de le protéger en le gainant, par exemple avec du zirconium.

Dans un réacteur le bombardement neutronique auquel est soumis le graphite rend celui-ci poreux et ses dimensions sont un peu altérées.

De tous les modérateurs utilisés, le graphite est le moins bon, il est néanmoins le plus fréquemment employé parce qu'il est le meilleur marché: le graphite d'une pureté nucléaire vaut environ 6 NF/kg.

VIII-16. **Modérateurs organiques.**

Les liquides organiques et en particulier les carbures d'hydrogène ont des sections efficaces d'absorption faibles et par suite peuvent jouer à la place d'eau le rôle simultané de modérateur et de réfrigérant. Leur avantage est qu'à une température égale leur tension de vapeur peut être beaucoup plus faible que celle de l'eau. Certains carbures dérivés du benzène résistent assez bien à l'action des neutrons, les goudrons qui se forment par polymérisation sont retirés par filtration.

Dans le réacteur OMRE (*O*rganic *M*oderator *R*eactor *E*xperiment) on emploie du diphényle $C_6H_5 - C_6H_5$ comme modérateur et réfrigérant.

(1) A titre de comparaison, l'acier possède:
une résistance à la rupture de l'ordre de $2 \cdot 10^9$ N/m²,
une limite élastique de l'ordre de 10^9N/m²,
un module d'Young de l'ordre de $2 \cdot 10^{11}$N/m².

Le diphényle pur ne fond qu'à 70°C mais on utilise un eutectique (diphényle+isopropyl-diphényle) qui fond à 0°C.

Le diphényle présente les propriétés nucléaires suivantes:

nombre de chocs C:	23,
paramètre de ralentissement ξ:	0,8,
pouvoir de ralentissement $\xi\Sigma_s$:	1,4 cm^{-1},
section efficace macroscopique d'absorption Σ_a:	0,013 cm^{-1},
rapport de modération $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$:	108.

Ses propriétés nucléaires sont donc intermédiaires entre celles de l'eau et du graphite. Il présente sur le second l'avantage de pouvoir circuler, sur la première l'avantage de n'exiger qu'une pression plus faible.

VIII-17. **Réflecteurs.**

On diminue beaucoup les fuites des neutrons vers l'extérieur d'un réacteur en l'entourant d'un réflecteur. Celui-ci renvoie au coeur du réacteur une grande partie des neutrons qui en proviennent.

On appelle *flux de neutrons* l'expression:

$$\Phi = n\,\bar{v},$$

où n est le nombre de neutrons par unité de volume et $\bar{v}$ leur vitesse moyenne définie par:

$$\bar{v}\int \mathrm{d}n = \int_{v=0}^{v=\infty} v\,\mathrm{d}n$$

L'intérêt d'introduire la notion de flux neutronique est que Φ représente le nombre de neutrons entrant à chaque seconde dans un volume unité quelle que soit leur direction. Dans un réacteur, c'est justement à ce nombre que la puissance dégagée par fission est proportionnelle.

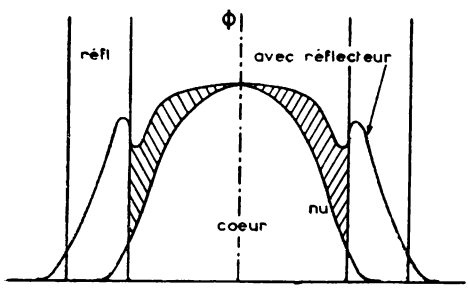


Fig. III-97 bis

La figure ci-contre montre comment le flux des *neutrons thermiques* Φ est modifié lorsque l'on ajoute un réflecteur à un réacteur qui n'en possédait pas. Φ est notablement augmenté dans le coeur du réacteur. L'aire hachurée entre les deux courbes montre le gain de puissance qu'apporte

le réflecteur (l'augmentation de Φ hors du réacteur n'apporte bien entendu aucune puissance puisque les neutrons n'y rencontrent pas de matière fissile).

Grâce à un réflecteur, la taille critique d'un réacteur est très sensiblement diminuée. On peut effectuer le calcul complet dans le cas d'un réacteur en forme de sandwich dont le coeur limité par deux plans parallèles indéfinis est placé entre deux tranches de réflecteur. La distance d entre ces deux plans qui donne le régime critique diminue lorsque l'épaisseur e du réflecteur croît. On trouve par exemple [1] si le coeur et le réflecteur sont en graphite [2] et que $B_m^2 = 9\ m^{-2}$:

e (cm):	0	10	20	30	50	100	∞
d (cm):	105	85	70	59,5	48	40,5	39

diminution d'épaisseur du coeur (cm):	0	20	35	45,5	57	64,5	66

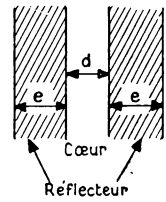


Fig. III-98

Pour caractériser l'efficacité d'un réflecteur, on a introduit l'*albedo*, a, défini comme:

$$a = \frac{\text{nombre de neutrons réfléchis par le réflecteur}}{\text{nombre de neutrons entrant dans le réflecteur}}.$$

Dans le cas particulier d'un réflecteur plat indéfini, d'épaisseur e, on peut montrer que:

$$a(e) = \frac{a_\infty - e^{-2e/L}}{1 - a_\infty e^{-2e/L}}, \qquad (1)$$

où a_∞ est l'*albedo* d'un réflecteur d'épaisseur infinie et L la longueur de diffusion.

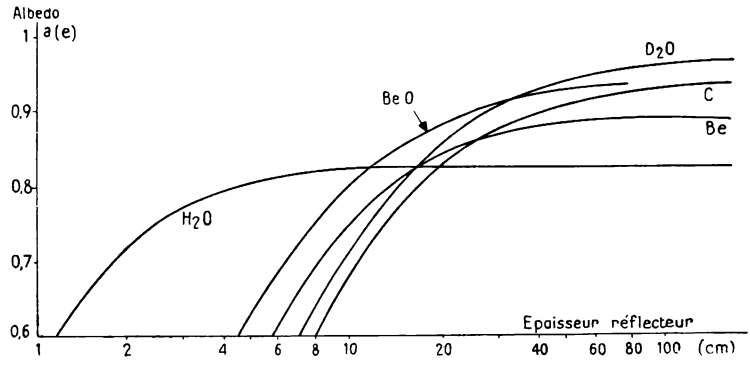


Fig. III-99

Variation de l'albedo d'un réflecteur plan en fonction de son épaisseur, calculée par (1).

(1) Pour d'autres exemples et la théorie, voir p. 536 et suivantes.

(2) *Bm* est défini au § X-1, 3ème partie.

Les matériaux utilisés comme réflecteurs sont ceux que nous avons déjà étudiés comme modérateurs.

Voici les valeurs de leur longueur de diffusion L, de leur *albedo* limite a_∞ et de leur masse spécifique ρ:

	H_2O	D_2O	Be	BeO	C
L (cm):	2,88	100	23,6	30	50
a_∞:	0,82	0,97	0,89	0,93	0,93
ρ(kg/m³) :	1 000	1 100	1 850	2 800	1 620

La figure ci-dessus montre que 10 cm d'eau suffisent à donner 99% de la valeur limite de l'*albedo*. Les autres matériaux doivent être employés avec une épaisseur beaucoup plus élevée, de l'ordre de 40 cm. Par rapport au graphite, l'oxyde de beryllium permettrait un gain sensible du volume du modérateur.

VIII-18. **Absorbeurs de neutrons.**

Les réacteurs hétérogènes sont presque toujours contrôlés au moyen de barres qui diminuent k_{eff} donc la réactivité ρ en absorbant plus ou moins les neutrons.

On distingue trois sortes de barres:

1° Les barres de compensation (shim rods) qui servent à amener la réactivité au voisinage de zéro. Elles servent essentiellement à compenser les variations lentes de ρ dues à l'épuisement du combustible et à son empoisonnement par les produits de fission, et les variations de ρ dues à l'échauffement.

Ces barres sont déplacées si l'on veut provoquer en quelques minutes une variation importante de la puissance du réacteur.

2° Les barres de réglage (regulating rods) qui assurent un réglage plus fin que les précédentes et stabilisent la réactivité contre des variations rapides de faible amplitude.

3° Les barres de sécurité (safety rods) qui permettent de rendre en moins d'une seconde le réacteur sous-critique en cas de fausse manoeuvre ou de panne de fonctionnement des barres précédentes.

Réacteur:	EBWR	VBWR	APPR	Calder Hall	Breeder Fermi
$\Delta k/k$ (1) à compenser, en %.	7,1	5,2	15,4	4,5	0,9
$\Delta k/k$ disponible par les barres, en %	13	10	24,5	5,5	6,9

(1) $\Delta\rho \# \frac{\Delta(k-1)}{k} = \Delta k/k$, donc $\Delta\rho$ p.c.m. $= 1000 \cdot \frac{\Delta k}{k}$ (en %).

Les barres de compensation, ou celles de sécurité, produisent quand elles sont complètement enfoncées une diminution $\Delta k/k$ à peu près égale à celle à compenser. La diminution due aux barres de réglage est de l'ordre du tiers de la précédente.

Les matériaux employés le plus souvent pour les barres de réglage sont le cadmium et le bore (sous forme d'acier au bore ou d'alliage bore-aluminium). D'autres matériaux intéressants sont susceptibles d'être employés dans l'avenir: samarium, europium, gadolinium, hafnium, lorsque leur prix sera suffisamment abaissé. Quelques réacteurs (EBWR, BR3....) utilisent déjà le hafnium, APPR emploie Eu_2O_3. On emploie des cermets d'acier inoxydable avec Sm_2O_3, Eu_2O_3, Gd_2O_3.

		Sections dfficaces barns		Kg/m³	Sections efficaces macros. (cm^{-1})		Libres parcours (cm)			Long. de diffus. (cm)	Coef. de diffus. (cm)
Z		σ_a	σ_s	masse spéc.	Σ_a	Σ_s	λ_a	λ_s	λ_t(*)	L	D
5	B	755	4	2450	103	0,546	0,01	1,83	0,01	0,112	1,28
48	Cd	3315	7	8650	154	0,325	0,007	3,08	0,007	0,0083	0,011
62	Sm	8250	5	7700	255	0,155	0,004	6,45	0,004	0,005	0,005
	Sm_2O_3	16500	22,6	7430	211	0,289	0,005	3,46	0,005		
63	Eu	4370	8	5220	90	0,166	0,011	6,02	0,011	0,0138	0,172
	Eu_2O_3	8740	30,2	7420	111	0,383	0,009	2,61	0,009		
64	Gd	39000		7950	1190		0,001				
72	Hf	105	8	13300	4,71	0,359	0,212	2.79	0.197	0,232	0,253

(*) λ_t est le libre parcours moyen total défini par $\lambda_t = 1/(\Sigma_a + \Sigma_s)$ ou: $1/\lambda_t = 1/\lambda_a + 1/\lambda_s$.

Le bore est un absorbant très commode car l'absorption des neutrons ne donne pas de rayonnement γ mais des particules α:

$$^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{11}_{5}B^* \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He + 2{,}34\ \text{MeV};$$

c'est l'isotope 10 du bore qui donne cette réaction, la section efficace d'absorption est 3950 barns pour les neutrons thermiques de 2 200 m/s.

L'isotope 10 constitue 18,8% du bore naturel, le reste est du bore 11 qui n'absorbe pratiquement pas les neutrons. Il peut donc être intéressant (1) d'enrichir le bore en ^{10}B.

(1) M. LEGAL, *Revue Technique CFTH*, n° 25 (avril 1957), p. 47*

Le bore est utilisé dans les barres de contrôle soit sous forme d'acier au bore, soit sous forme de céramique de carbure de bore B_4C (ou nitrure BN) fritté avec de l'aluminium et gainé de métal (Al ou Zr). Un inconvénient du bore est que le bombardement neutronique l'use en le transformant en Li et He. On le renouvelle quand 4 à 10% du bore ont disparu.

Le cadmium a l'inconvénient de donner une radiation γ d'énergie maxima 9 MeV:

$$^{113}_{48}\mathrm{Cd} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{114}_{48}\mathrm{Cd}^{*} \rightarrow ^{114}_{48}\mathrm{Cd} + \gamma.$$

Sa section efficace d'absorption présente un pic de résonance et c'est un bon absorbeur de neutrons thermiques mais il laisse passer les neutrons rapides (voir p. 236 et 396). Un avantage des barres de contrôle en cadmium est qu'elles ne deviennent pas radioactives par bombardement neutronique et peuvent être manipulées facilement lorsqu'on les a retirées du réacteur. Le cadmium fond à 321°C, ce qui exclut son emploi dans les réacteurs chauds.

VIII-19. **Matériaux pour écrans protecteurs.**

Le cadmium est seulement employé pour les barres de contrôle, mais le bore est employé sous plusieurs formes pour réaliser des écrans protecteurs de neutrons: bétons chargés de colemanite ($2CaO$, $3B_2O_3$, H_2O) ou de boral formé de B_4C et d'aluminium. Le boral existe sous forme de panneaux frittés de 6 mm d'épaisseur protégés par une couche de 0,5 mm d'aluminium.

Le boraxal est analogue au boral, mais B_4C y est remplacé par B_2O_3.

D'autres matériaux sont utilisables pour ces écrans:

1° l'eau ordinaire, économique mais moins pratique que des écrans solides,

2° des bétons spéciaux.

Ces bétons contiennent des éléments lourds, aussi les appelle-t-on bétons lourds. Du sulfate de baryum remplacera par exemple le sable ou le gravier.

L'effet de ces bétons est complexe: les éléments légers qu'ils contiennent (par exemple l'hydrogène de l'eau) freinent les neutrons, les éléments lourds les arrêtent et absorbent les rayons γ produits par réaction (n, γ).

Le béton armé est avantageux parce que les fers sont absorbants.

La température du béton ne doit jamais atteindre 100°C, car il perdrait son eau. Ceci entraînerait la disparition de la résistance mécanique du béton et de la protection contre les neutrons, protection due surtout à l'hydrogène de l'eau.

Les composés du baryum peuvent être remplacés par des composés du fer, par exemple la limonite $2Fe_2O_3$, $3H_2O$ ou du bore comme la colemanite qui a l'avantage de ne pas créer de rayons γ. Par exemple on peut constituer un béton par (en poids):

déchets d'acier: 57%, limonite: 26%, ciment Portland: 13%, eau: 4%.

VIII-20. **Matériaux de structure.**

VIII-20.1. **Généralités.**

Les matériaux de structure servent à gainer le combustible nucléaire et les barres de contrôle absorbant les neutrons, à constituer les tuyaux dans lesquels circule le modérateur, à maintenir réunis les différents éléments d'un réacteur, à fabriquer les organes de contrôle, à réaliser les protections.

Ces matériaux doivent avoir:

1° une faible section efficace de capture des neutrons thermiques,

2° une bonne résistance à la corrosion par la substance choisie comme réfrigérant (et éventuellement modérateur),

3° une bonne résistance à l'action des neutrons ou des rayons γ,

4° des qualités mécaniques acceptables.

Les qualités mécaniques et chimiques doivent naturellement être bonnes à la température d'emploi et pas seulement à la température ordinaire.

Ces matériaux sont:

1° des métaux et leurs alliages,

2° des céramiques variées.

Les matières plastiques actuelles résistent mal à l'effet prolongé des radiations.

VIII-20.2. **Métaux et alliages.**

VIII-20.2.1. ***Propriétés nucléaires.*** — Le tableau ci-après donne les propriétés nucléaires d'un certain nombre de métaux. Un premier groupe, auquel le graphite a été ajouté, comprend les métaux légers usuels à l'exception du lithium qui a une section efficace de 71 barns le rendant impropre comme métal de structure. Les métaux de ce groupe ont une section efficace très faible.

Un second groupe comprend des éléments plus lourds, de section efficace non négligeable, mais utilisables purs.

Z	Elément	masse spéc.	10^{-24} noyaux /cm³	σ_a barns	Σ_a cm^{-1}	noyau composé formé	T période	γ (MeV) émis
4	Be	1850	0,1236	0,01	0,00124	^{10}Be	$2{,}7 \cdot 10^6$ ans	0,56 (β)
6	C	1600	0,0803	0,0037	0,00030	^{13}C	5570 ans	0,15 (β)
12	Mg	1740	0,0431	0,069	0,00297	^{27}Mg	9,5 min	1-0,84 20%
13	Al	2699	0,0603	0,241	0,0145	^{28}Al	2,3 min	1,8
22	Ti	4500	0,0566	5,8	0,328	^{51}Ti	72 j	1
24	Cr	6920	0,0801	3,1	0,248	^{51}Cr	27 j	0,32
25	Mn	7420	0,0814	13,2	1,07	^{56}Mn	2,6 h	2,1
26	Fe	7860	0,0848	2,62	0,222	^{59}Fe	46 j	1,3
27	Co	8710	0,0890	38	3,38	^{60}Co	5,3 a	1,3
28	Ni	8710	0,0898	4,6	0,413	^{65}Ni	2,5 h	0,93
29	Cu	8940	0,0848	3,85	0,326	^{64}Cu	12,7 h	1,35
30	Zn	7140	0,0658	1,1	0,072	^{65}Zn	250 j	1,12
						^{69}Zn	13,8 h	0,4
40	Zr	6440	0,0425	0,185	0,00787	^{95}Zr	65 j	0,92
42	Mo	10200	0,0644	2,7	0,173	^{99}Mo	67 h	0,84
73	Ta	16600	0,0553	21,3	1,18	^{182}Ta	113 j	1,2
74	W	18900	0,0619	19,2	1,19	^{187}W	24 h	0,76

VIII-20.2.2. ***Propriétés thermodynamiques et mécaniques*** (voir tableau page 503).

T_f est la température de fusion,
α le coefficient de dilatation,
c la chaleur spécifique,
λ la conductibilité calorifique, (en cal/s.cm.°C)
E le module d'Young,
R la résistance à la rupture.

VIII-20.2.3. ***Résistance à la corrosion.*** — C'est essentiellement pour augmenter la résistance à la corrosion par l'eau (légère ou lourde) et par l'air à des températures de quelques centaines de degrés que l'on a étudié des alliages d'éléments ayant des sections efficaces d'absorption aux neutrons thermiques acceptables.

La corrosion par l'eau est très diminuée si celle-ci a été débarrassée de l'air et des sels qui y sont dissous. On est amené à la purifier par distillation puis échanges d'ions, ces précautions sont nécessaires car la corrosion est « dynamique » et accélérée parce que le réfrigérant se renouvelle sans cesse.

L'aluminium et ses alliages ne sont pas sensiblement corrodés par l'eau au-dessous de 200°C. Au-delà, des alliages, l'aluminium avec 0,5 à 1%

Elément	T_f	$10^6\alpha$	c	λ	E 10^{10} N/m²	R 10^8 N/m²
Be	1350	12,4	0,40	0,38	27	1,7
C	3980	2 à 7	0,17	0,3	1,03	0,24
Mg	650	26	0,24	0,376	4,5	2,2
Al	660	23,9	0,21	0,53	6,9	1,0
Ti	1820	8,5	0,11	0,41	11,7	5,2
Cr	1890	6,8	0,11	0,16	24,8	4,8
Mn	1260	21	0,12	0,12		
Fe	1535	12	0,12	0,161	20 (acier)	3,4
Co	1495	12,36	0,10	0,17		2,6
Ni	1450	7,4	0,10	0,129	20,5	3,4
Cu	1080	16,5	0,092	0,918	11	2,1
Zn	419	26,3	0,09	0,265	9,6	2,3
Zr	1900	5,5	0,069	0,057	8,3	2,7
Mo	2620	4,9	0,065	0,35	34	11
Ta	3000	6,7	0,036	0,13	18,6	9,3
W	3400	4,3	0,032	0,35	34	10,5

de nickel (en poids) ou de fer résistent bien jusque vers 300-350°C. D'une manière générale l'aluminium commercial (99,5%) résiste mieux que l'aluminium très pur. Cet aluminium résiste très bien à la corrosion par CO_2 à 400°C. Cependant au-delà de 175°C l'uranium diffuse dans l'aluminium qu'on ne peut donc utiliser pour des gaines au-delà de cette température.

Le magnésium et ses alliages seraient attaqués par l'eau, mais sont utilisés lorsque le réfrigérant est du gaz carbonique. Le magnésium a été préféré à l'aluminium à Calder Hall et à Marcoule parce que sa section efficace d'absorption aux neutrons thermiques est moins du quart de celle de l'aluminium (v. tableau page 502). Un alliage excellent a la composition suivante: Mg 98,85%, Ca 0,1%, Al 1%, Be 0,05%. Ces alliages doivent être préservés de la contamination par certains métaux qui diffusent à leur intérieur: mercure dès la température ordinaire, étain au-dessus de 200°C, plomb, bismuth à partir de 250°C...

L'acier inoxydable, par exemple l'acier 18/8/1 résiste complètement à la corrosion dans le gaz carbonique, les aciers 304 et 304L sont également employés. Ils résistent bien à la corrosion dans l'eau jusqu'au-delà de 250°C et ne sont pas attaqués par le sodium à 550°C. Ces aciers sont souvent employés en placage sur de l'acier ordinaire au carbone beaucoup moins coûteux. Les aciers ne sont employés que minces et si le combustible est de l'uranium enrichi, parce que leur section efficace d'absorption est déjà élevée ($\Sigma_a = 0{,}22$ cm^{-1}, donc 16 fois celle de l'aluminium, 28 fois celle du zirconium, 80 fois celle du magnésium).

Le zirconium est un métal promis très probablement à un brillant avenir dans la construction des réacteurs: il a une très faible section efficace d'absorption, des propriétés mécaniques et thermiques très satisfaisantes et, surtout sous forme d'alliage, résiste à la corrosion dans l'eau beaucoup mieux que les métaux légers et même que les aciers inoxydables. Les alliages de Zr contenant un peu d'étain, qui contrebalance la diffusion de l'azote de l'air, et un peu de fer ou Ni résistent très bien à la corrosion dans l'eau jusque vers 400°C. Tel est le cas de l'alliage Zircalloy 2 (contenant 1,5% Sn, 0,12% Fe, 0,10% Cr, 0,05 Ni et moins de 0,00006 N impureté). On emploie aussi les alliages magnésium-zirconium dont le grain est très fin, même à 500°C.

Le zirconium se travaille facilement avec les machines-outils, se lamine, s'étire, se soude à lui-même en atmosphère d'argon. On peut le forger, le fritter (au-delà de 1000°C).

Pour les applications nucléaires le zirconium doit être débarrassé du hafnium qui existe dans le même minerai et qui a une très forte section efficace d'absorption des neutrons thermiques ($\sigma_a = 105$ barns pour Hf tandis que $\sigma_a = 0{,}180$ barn pour Zr). Le hafnium est d'ailleurs utilisable pour les barres de contrôle. L'inconvénient essentiel du zirconium est son prix encore élevé: suivant le taux d'hafnium qu'il contient ce prix varie du simple au triple. Du zirconium en plaque à moins de 1% de hafnium coûte environ 200 NF/kg. Une baisse rapide est à prévoir.

VIII-20.3. **Céramiques et cermets.**

On utilise dans les réacteurs certains matériaux céramiques obtenus par frittage de poudres d'oxydes ou de carbures, et de nouveaux matériaux les cermets (*cér*amique-*mét*al) obtenus en frittant un mélange d'une des poudres précédentes et un métal en poudre. Le frittage se fait à chaud, il y a intérêt à le faire sous vide pour obtenir des produits plus compacts.

Le tableau ci-après donne pour les céramiques et les cermets les plus employés les propriétés les plus utiles à connaître pour la construction d'un réacteur.

On emploie des cermets Mg-MgO qui résistent bien à la rupture et fluent très peu.

A chaud les céramiques sont moins corrodées que les métaux et sont réfractaires. Elles seront utilisées pour les réacteurs « chauds ». Par contre, leur conductibilité thermique et leur résistance à la rupture sont plus faibles, l'alignement à la rupture étant de l'ordre de 7%. C'est pour essayer de faire un compromis avantageux que l'on a créé les cermets qui sont

céramiques	T fusion	ρ masse spécifique kg/m³	Σ_a cm^{-1}	$10^6\alpha$ (coeff. dilat.)	λ cal/cm.s.°C	10^{-11} E (N/m²)	10^{-8} R (N/m²)
Al_2O_3	2 030	3 960	0,01	8	0,04	3,75	2,5
Be_2C	2 100(*)	2 400	0,0011	11	0,03	2,9	1,7
SiC	2 200(*)	3 200	0,006	4	0,08		0,13
Be_2O	2 520	3 000	0,00073	10	0,5	3,1	0,95
ZrO_2	2 700	5 700	0,005	7	0,004	2,4	1,2
MgO	2 800	3 600	0,0035	14	0,05	0,8	0,2
ThO_2	3 000	9 690	0,15	10	0,02	1,4	1,2
cermets							
Al_2O_3–Cr	1 400(*)	5 900		6	0,04	3,2	2,7
TiC–Ni	1 400(*)	5 800		4	0,08		6,1
SiC–Si	1 500(*)	2 500		3	0,4		0,7

(*) Température-limite d'emploi (à cause d'une décomposition).
R désigne la résistance à la rupture et E le module d'Young.
Les valeurs de ρ, Σ_a, α, λ, E, R concernent la température ordinaire.

utilisés dans les fusées et les réacteurs comme conduisant acceptablement la chaleur bien que réfractaires.

VIII-21. **Réfrigérants.**

VIII-21.1. **Généralités.**

Dans les réacteurs de recherche la puissance dégagée est souvent si faible (quelques centaines de watts et au-dessous) que tout réfrigérant est inutile: tel est le cas d'Aquilon ou de Minerve. Dès que la puissance thermique devient de l'ordre du kilowatt, il devient nécessaire d'employer un *fluide caloporteur*, soit pour utiliser cette puissance sous forme thermique, soit pour en obtenir de l'énergie électrique, soit simplement pour éviter que le réacteur ne s'échauffe dangereusement.

De l'énergie de fission, seulement environ 3% qui représentent l'énergie des rayons γ et 5% l'énergie des neutrinos ne peuvent pratiquement pas être récupérés sous forme thermique. En général, 92% de l'énergie thermique sont dégagés dans le combustible, 6% dégagés dans le modérateur et le réflecteur, le reste est perdu dans les écrans de protection.

Le calcul des transferts de chaleur entre combustible et fluide caloporteur est laborieux (1) (2) car il fait intervenir la transmission de chaleur

(1) Ch. F. Bonilla, *Nuclear Engineering*, p. 360-513, Mc Graw Hill, 1957 (New-York).
(2) R. Alami et P. Ageron, *Evacuation et récupération de la chaleur des réacteurs nucléaires*, Dunod 1958, Paris.

par conduction et par convection. La théorie de la conduction est établie sur des bases sûres depuis Fourier, mais celle de la convection est encore en partie empirique et repose souvent sur une analyse dimensionnelle où des coefficients numériques doivent être déterminés expérimentalement. Les résultats ne sont pas les mêmes suivant que l'écoulement du réfrigérant est laminaire ou turbulent, le coefficient d'échange thermique dépend des dimensions géométriques du circuit du réfrigérant.

A cause de la radioactivité que le réfrigérant acquiert dans le coeur du réacteur, le plus souvent on est obligé d'employer un deuxième circuit réfrigérant couplé au premier par des échangeurs de température.

Un fluide caloporteur idéal aurait les propriétés suivantes:

Qualités thermiques et mécaniques

1) bonne conductibilité thermique,
2) capacité calorifique de l'unité de volume ($c.\rho$) élevée,
3) faible viscosité (avantageux pour convection et pompage).

Qualités chimiques et nucléaires

1) faible pouvoir de corrosion,
2) stabilité chimique à haute température. Peu endommagé par les radiations γ et les neutrons, n'acquérant pas de radioactivité dangereuse,
3) faible section efficace d'absorption pour les neutrons thermiques.

De plus il devrait être bon marché.

Comme dans toute machine thermique, conformément au principe de Carnot, on a intérêt à ce que la température de la source chaude (pratiquement le coeur du réacteur) soit aussi élevée que possible. Il en résulte l'emploi de réfrigérants tels que des métaux fondus et de gaz.

VIII-21.2. **Réfrigérants gazeux.**

Les réfrigérants gazeux ont surtout un avantage de commodité car les températures employées ne sont pas limitées par leurs points de fusion et d'ébullition. Comme les volumes en circulation doivent être élevés à cause des faibles masses spécifiques, les conduits doivent avoir de gros diamètres et les réfrigérants gazeux ne sont employés que dans les réacteurs à uranium naturel, parce que le volume important du coeur permet un refroidissement aisé. Cependant on emploie habituellement sous pression les gaz réfrigérants pour augmenter les échanges thermiques.

L'hydrogène qui aurait de bonnes propriétés de réfrigérant et ne devient pas radioactif a été jusqu'ici écarté à cause du danger d'explosion en cas de fuite dans l'air.

L'hélium, qui serait excellent, n'a pas encore été employé à cause de son prix élevé qui exigerait une circulation en circuit fermé exempt de fuites. Ceci est en effet compliqué à assurer parce que l'hélium diffuse et fuit facilement et parce qu'il faut renouveler les barres de combustible. Il pourrait cependant être intéressant d'employer l'hélium en l'envoyant directement à une turbine à gaz ce qui supprimerait un second réfrigérant et ne présenterait aucun danger de radioactivité car l'hélium ne devient pas radioactif.

L'air a comme grand avantage d'être gratuit. Sa section efficace aux neutrons thermiques σ_a est 1,5 barn (par noyau). Trois constituants de l'air deviennent radioactifs:

1°) L'oxygène surtout par la réaction $^{16}_{8}O\ (n, p)\ ^{16}_{7}N^*$ comme on l'a vu p. 492. Le noyau $^{16}_{7}N^*$ formé se désexcite en donnant un photon γ (de 6,2 MeV dans 80% des cas). La période de ce noyau est seulement 7,35 s et sa radioactivité est assez peu gênante, d'autant plus que cette réaction ne se produisant qu'avec des neutrons d'énergie supérieure à 10 MeV, la section efficace moyenne d'absorption de l'oxygène pour les neutrons de fission reste très faible: $1{,}6 \cdot 10^{-5}$ barn.

2°) L'argon acquiert une radioactivité de période plus longue (1,8 heure) avec émission de γ de 1,4 MeV:

$$^{40}_{18}A\ (n, \gamma)\ ^{41}A.$$

3°) L'azote de l'air ne présente pas ces deux réactions mais:

$$^{14}_{7}N(n, p)\ ^{14}_{6}C^*,$$

et ce carbone $^{14}C^*$ a une période très longue: 5568 ans et pourrait être gênant s'il s'échappait du réacteur, on n'a donc guère d'intérêt à remplacer l'air par l'azote plus coûteux.

Les réacteurs britanniques de Calder Hall et français de Marcoule et d'Avoine emploient le gaz carbonique comprimé comme réfrigérant. CO_2 devient radioactif par le $^{16}N^*$ formé à partir de son oxygène. On emploie donc un second circuit réfrigérant à eau sous pression couplé à celui de CO_2 par des échangeurs de température. A chaud le gaz carbonique oxyde beaucoup moins que l'air le métal des structures. A pression égale, la capacité calorifique de l'unité de volume est 40% plus élevée que celle de l'air, ce qui compense sa conductibilité un peu plus faible. Dans les tubes où circule le réfrigérant, plongent les barres de combustible; des ailettes longitudinales ou transversales augmentent les échanges thermiques en provoquant une turbulence du gaz.

Voici quelques propriétés des gaz réfrigérants pris sous 1 atm:

Substance	t°C	masse spécifique kg/m³	chaleur spécifique cal/g	10^5 conductibilité calorifique cal/cm².s.°	σ_a par molécule (barns)
H_2	100	0,066	3,43	53,3	0,66
	300	0,043	3,5	73,6	
He	0	0,180	1,25	33	0,007
	100	0,140	1,25	40	
Air	100	0,950	0,240	7,6	3,0
	300	0,620	0,242	11	
CO_2	100	1,50	0,218	5	0,0034
	300	0,95	0,231	9	

VIII-21.3. **Réfrigérants liquides non métalliques.**

Le réfrigérant liquide le meilleur marché est l'eau. Sa technologie est bien connue maintenant, même à des températures élevées et sous pression. Sa chaleur spécifique et sa conductibilité thermique sont élevées. L'eau peut servir à la fois de modérateur et de réfrigérant. Dans la plupart des réacteurs elle permet d'obtenir pour la réactivité un coefficient de température $d\rho/dt$ négatif.

Son défaut essentiel est d'oxyder à température élevée les canalisations et autres pièces métalliques. Un autre défaut, montré par la figure III-100, est qu'il est nécessaire d'exercer sur l'eau liquide une pression très élevée si on veut l'empêcher de bouillir. L'absorption des neutrons par l'eau légère est assez importante pour qu'on ne l'emploie pas dans les réacteurs à uranium naturel.

A cause de la radioactivité acquise (1) par l'eau dans le coeur du réacteur, on emploie un second circuit réfrigérant, également à eau, relié à une turbine à vapeur ou à l'utilisation thermique si le réacteur ne sert qu'à produire de la chaleur.

L'eau lourde a très sensiblement mêmes propriétés physiques et chimiques que l'eau légère mais présente l'avantage de ne pas absorber les neutrons. Par contre, son prix est encore élevé (environ 300 NF le litre) ce qui a limité jusqu'ici son emploi aux réacteurs dont le coeur a un volume assez faible. Le circuit réfrigérant secondaire est à eau légère.

(1) Par réactions $^{16}O\ (n,p)^{16}N^*$, $^{18}O(n,\gamma)^{19}O^*$ et activation des impuretés de l'eau (Na, Ca, Cl, ...).

Comme l'eau, des liquides organiques peuvent être employés comme modérateur (p. 495 et 496) servant en même temps de réfrigérant. L'avantage est qu'à une pression donnée on peut adopter une température du coeur plus élevée qu'avec l'eau ou à température donnée une pression plus basse.

Dans le réacteur OMRE (*O*rganic *M*oderator *R*eactor *E*xperiment) le diphényle sort du coeur à 276°C sous une pression de 22 kg/cm². A cette température, de l'eau devrait être comprimée à 62 kg/cm² pour ne pas bouillir. Un avantage d'un réfrigérant organique tel que le diphényle est qu'il est peu corrosif, mais les propriétés thermodynamiques sont moins bonnes que celles de l'eau.

A Grenoble, on étudie l'emploi d'huiles minérales.

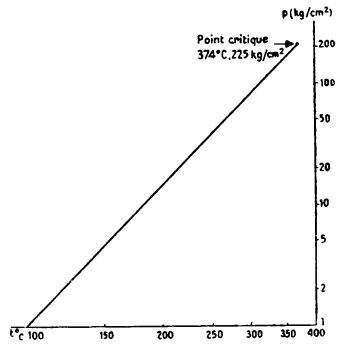


Fig. III-100

p tension de vapeur saturante de l'eau de 100°C au point critique. L'échelle des ordonnées est linéaire en log *p*, celle des abscisses linéaire en $1/T_K$.

VIII-21.4. **Métaux fondus.**

Certains métaux constituent des réfrigérants intéressants en raison de leur bonne conductibilité calorifique, de leur coefficient de transfert calorifique élevé (2 à 3 fois celui de l'eau). On a déjà employé le sodium pur. Il ne fond qu'à 98°C, ceci oblige à placer sur les canalisations des résistances électriques chauffantes que l'on fait fonctionner en cas d'arrêt du réacteur pour maintenir liquide le sodium. Dans le réacteur SRE (*S*odium *R*eactor *E*xperiment), le sodium entre dans le coeur à 260°C et en sort à 515°C. Le circuit réfrigérant secondaire nécessaire à cause de la radioactivité acquise par le sodium primaire est aussi au sodium.

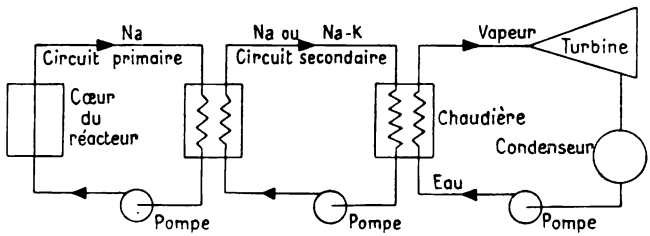


Fig. III-101

L'alliage eutectique Na-K appelé Nack (78% Na et 22% K) a l'avantage de ne se solidifier qu'à — 11°C. Il a été employé dans le breeder EBR2.

La tendance actuelle est de préférer le sodium à cet alliage dont le potassium absorbe les neutrons.

Le sodium permet d'employer des températures élevées donc un bon rendement thermodynamique. Si le réacteur est à neutrons rapides, le sodium a l'avantage de ne pas ralentir les neutrons.

Le sodium réagit vivement avec l'eau et avec l'oxygène de l'air. Le circuit du sodium doit donc être tout à fait étanche. Dans le premier réacteur du sous-marin Sea-Wolf, du mercure servait d'intermédiaire entre le sodium et le générateur de vapeur pour éviter une explosion en cas de fuite dans l'un des circuits.

La circulation des métaux liquides se fait avec un assez bon rendement grâce aux *pompes électromagnétiques*. Dans ces pompes, un champ d'induction constant provoque le déplacement d'un conducteur mobile comme dans une roue de Barlow ou un moteur, ce conducteur mobile est ici le métal fondu.

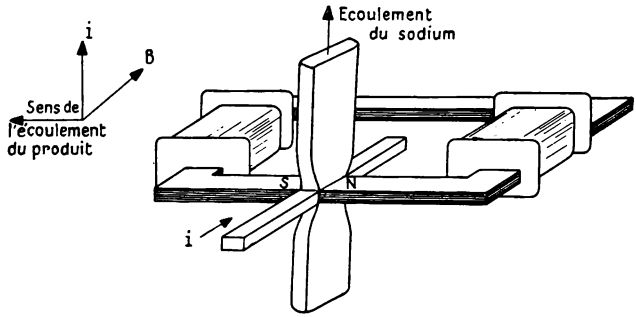


Fig. III-102

Voici les propriétés des réfrigérants liquides usuels:

Substance	point de fusion °C	point d'ébullition °C	t°C	masse spécif. kg/m³	chaleur spécif. cal/g	conductibilité calorifique cal/cm².s.°C	σ_a (barns)
H_2O	0	100 (1 at)	100	958	1,01	0,00170	0,66(*)
		250 (40 at)	250	794	1,1	0,00196	
Na	98	883	100	9 280	0,331	0,206	0,505
			400	8 540	0,306	0,170	
alliage Nack	−11	784	100	7 750	0,223	0,0583	1,5
			400	7 030	0,210	0,0636	
(**)eutectique Pb-Bi	125	1 670	200	10 460	0,035	0,023	0,1
			600	9 910			

(*) Les nombres avec astérisques se rapportent à une molécule.

(**) Nous avons fait figurer ici l'eutectique Pb-Bi (Pb 44,5%, Bi 55,5%) qui sert de solvant et réfrigérant à la fois dans un réacteur homogène où l'uranium est dissous dans cet eutectique.

La force étant proportionnelle à iB, on peut prendre i et B alternatifs et alimenter la pompe électromagnétique en alternatif. Il y a alors quelques pertes par courants de Foucault dans le métal fondu.

Les pompes électromagnétiques ont l'avantage de n'avoir aucune partie mobile d'où grande robustesse et absence de fuites.

Pour le sodium, les pompes mécaniques paraissent cependant les plus commodes et d'un rendement supérieur.

CHAPITRE IX

RALENTISSEMENT ET DIFFUSION DES NEUTRONS

IX-1. Diffusion élastique d'un neutron par un noyau.

Supposons qu'un neutron de vitesse v_1 frappe un noyau au repos de masse A.

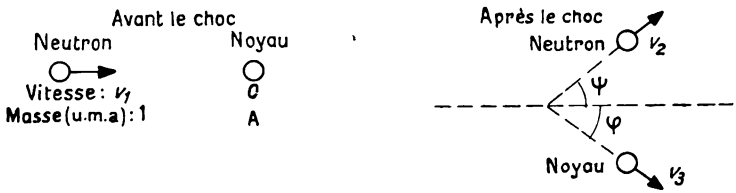


Fig. III-103

Après le choc, le noyau et le neutron s'éloignent avec des vitesses v_2 et v_3.

Nous aurons a priori trois équations à notre disposition: deux expriment la conservation de la quantité de mouvement, la troisième exprime la conservation de l'énergie cinétique puisque le choc est supposé élastique. Comme il y a quatre paramètres à déterminer après le choc: les grandeurs des deux vitesses v_2 et v_3 et les deux angles Ψ et φ qu'elles font avec v_1, il y a indétermination.

On peut néanmoins calculer la valeur moyenne de la perte d'énergie cinétique du neutron et la valeur moyenne de $\cos\Psi$ en prenant pour variable par exemple φ.

Les calculs sont très simplifiés si l'on passe par l'intermédiaire d'un trièdre de référence lié au centre de masse G du neutron et du noyau.

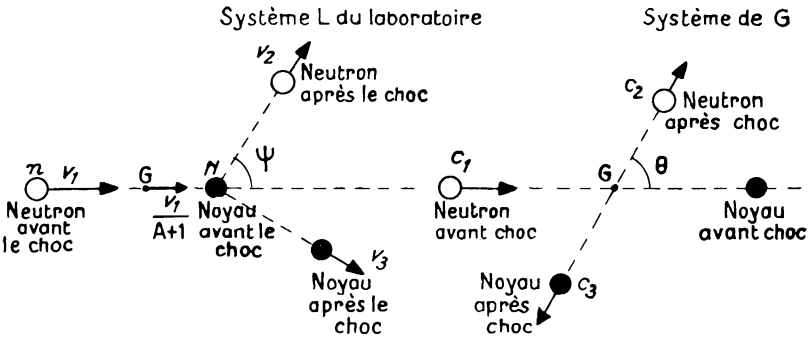


Fig. III-104

Si le noyau de masse A (u.m.a.) est en N, le neutron de masse 1 (u.m.a.) est en n.

La position du point G est définie par:

$$(A+1)\,\overrightarrow{OG} = A\cdot\overrightarrow{ON} + 1\cdot\overrightarrow{On}.$$

Dans le système du laboratoire (Fig. III-104) on a donc:

$$(A+1)\frac{\overrightarrow{dOG}}{dt} = A\frac{\overrightarrow{dON}}{dt} + 1\cdot\frac{\overrightarrow{dOn}}{dt};$$

donc avant le choc (où le noyau est immobile), la vitesse du centre de masse est:

$$\frac{\overrightarrow{dOG}}{dt} = \frac{1}{A+1}\cdot\frac{\overrightarrow{dOn}}{dt} = \frac{v_1}{A+1}.$$

Dans le système du centre de masse (système G) le noyau se rapproche donc de G avec une vitesse:

$$\frac{v_1}{A+1},$$

et le neutron avec une vitesse:

$$c_1 = v_1 - \frac{v_1}{A+1} = v_1\frac{A}{A+1}.$$

Après le choc, soient c_2 la vitesse du neutron dans le système d'axes lié à G et c_3 celle du noyau (Fig. III-105).

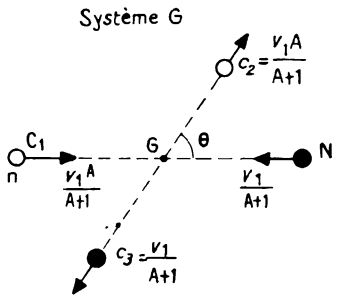


Fig. III-105

Nous avons dans le système G:

a) Conservation de l'énergie cinétique totale:

$$\frac{1}{2}\cdot 1\cdot\left(\frac{v_1 A}{A+1}\right)^2 + \frac{1}{2}\cdot A\left(\frac{v_1}{A+1}\right)^2 = \frac{1}{2}\cdot 1\cdot c_2^2 + \frac{1}{2}Ac_3^2$$

ou simplement:

$$v_1^2\frac{A}{A+1} = c_2^2 + Ac_3^2. \qquad (1)$$

b) Conservation de la quantité de mouvement:

La quantité de mouvement est nulle avant le choc et le reste ensuite. Donc:

$$c_2 = A\cdot c_3. \qquad (2)$$

En éliminant c_3 entre les deux équations (1) et (2):

$$v_1^2\frac{A}{A+1} = c_2^2\left[1+\frac{1}{A}\right];$$

on en tire:

$$c_2 = v_1\frac{A}{A+1} = c_1, \qquad (3)$$

et par suite:

$$c_1 = \frac{v_1}{A+1}. \qquad (4)$$

Dans le système G, ni la vitesse du neutron ni celle du noyau ne changent de valeur par le choc.

Nous cherchons la perte d'énergie cinétique du neutron par choc élastique observé dans le système L du laboratoire. Il nous faut donc connaître v_1^2 en fonction de v_1^2 et de θ.

Il faut revenir du système G au système L. Nous avons:

$$\overrightarrow{On} = \overrightarrow{OG} + \overrightarrow{Gn},$$

ou en dérivant:

$$\frac{d\overrightarrow{On}}{dt} = \frac{d\overrightarrow{OG}}{dt} + \frac{d\overrightarrow{Gn}}{dt},$$

ce qui conduit au diagramme de composition de la vitesse $\frac{v_1}{A+1}$ d'entraînement de G qui est la même avant et après le choc suivant les lois de la mécanique, et de c_2.

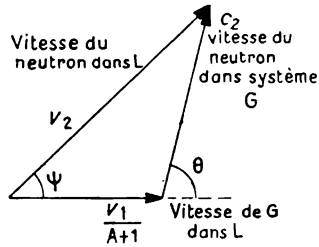


Fig. III-106

On a donc:

$$v_2^2 = \left(\frac{v_1}{A+1}\right)^2 + 2\cos\theta\left(\frac{v_1}{A+1}\right)c_2 + c_2^2,$$

avec d'après (3):

$$c_2 = v_1\frac{A}{A+1}$$

ou:

$$v_2^2 = v_1^2\frac{A^2+2A\cos\theta+1}{(A+1)^2}. \qquad (5)$$

La figure ci-dessus montre, en projetant horizontalement, que:

$$v_2\cos\Psi = \frac{v_1}{A+1} + c_2\cos\theta\,,$$

ce qui avec l'aide de (5) et (3) relie Ψ à θ:

$$\cos\Psi = \frac{1+A\cos\theta}{\sqrt{A^2+2A\cos\theta+1}}.$$

On admet que dans le système G, toutes les valeurs de θ sont également probables. La valeur moyenne de $\cos\Psi$ qui permet d'évaluer la déviation moyenne de la trajectoire du neutron dans le système L, s'obtient donc en écrivant:

$$\overline{\cos\Psi} = \frac{\int_0^{4\pi}\cos\Psi\,d\Omega}{\int_0^{4\pi}d\Omega}$$

où l'angle solide élémentaire est $d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta$;

$$\cos\overline{\Psi} = \frac{\int_0^{\pi} \frac{A\cos\theta+1}{\sqrt{A^2+2A\cos\theta+1}} 2\pi \sin\theta \, d\theta}{\int_0^{\pi} 2\pi \sin\theta \, d\theta}$$

$$= \frac{1}{2}\int_0^{\pi} \frac{A\cos\theta+1}{\sqrt{A^2+2A\cos\theta+1}} \sin\theta \, d\theta$$

On désigne habituellement par $\overline{\mu_0}$ cette valeur moyenne de $\cos\Psi$. L'intégration (en posant $A^2+2A\cos\theta+1 = u^2$) montre que:

$$\overline{\cos\Psi} = \overline{\mu_0} = 2/3A.$$

Exemples:

élément:	H	D	Be	C	U
A :	1	2	9	12	238
$\overline{\mu_0}$:	0,667	0,333	0,074	0,056	0,0028
$\overline{\Psi}$:	48°	70,5°	86°	87°	89,83°

Comme Ψ a une valeur minima zéro (choc tangentiel) et une valeur maxima de 180° (choc de plein fouet), si toutes les directions de v_2 dans le système L étaient également probables on aurait $\overline{\Psi} = 90°$, $\overline{\mu_0} = 0$. On voit qu'il en est presque ainsi pour les chocs des neutrons sur l'uranium, mais que *les chocs sur les noyaux légers se font de préférence avec diffusion des neutrons vers l'avant.*

IX-2. Libre parcours moyen de diffusion.

La probabilité $p\,dx$ de choc élastique d'un neutron sur un noyau dans une tranche d'épaisseur dx, de surface 1 cm² d'une substance contenant N noyaux/cm³ est:

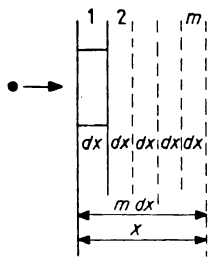


Fig. III-107

$$N\,dx\,\sigma_s,$$

σ_s étant la section efficace microscopique de diffusion, ou

$$\Sigma_s\,dx,$$

Σ_s étant la section efficace macroscopique.

La probabilité qu'a le neutron de traverser dx sans subir de choc est:

$$1 - p\,dx;$$

celle de traverser m tranches d'épaisseur dx sans subir de choc est:

$$(1 - p\,dx)^m.$$

Le parcours total est alors $x = m\,dx$.

On peut donc écrire puisque $p = \Sigma_s$:

$$(1 - \Sigma_s\,dx)^m = (1 - \Sigma_s\,dx)^{\frac{x}{dx}}$$

ou encore:

$$\left[(1 - \Sigma_s\,dx)^{\frac{1}{\Sigma_s\,dx}}\right]^{\Sigma_s \cdot x}$$

Posons:

$$-\Sigma_s\,dx = 1/n.$$

Quand dx tend vers zéro, n tend vers l'infini. La limite de la quantité entre crochets est donc celle de:

$$\left(1 + \frac{1}{n}\right)^{-n} = 1/(1 + 1/n)^n \to \frac{1}{e}.$$

La probabilité d'un parcours x sans choc est donc:

$$e^{-\Sigma_s x} \tag{1}$$

Celle qu'il a de subir un choc dans une m+1ière tranche est la probabilité précédente multipliée par $\Sigma_s\,dx$ probabilité du choc dans la dernière tranche pour un neutron qui a réussi à arriver jusqu'à elle:

$$e^{-\Sigma_s x}\,\Sigma_s\,dx. \tag{2}$$

La moyenne des libres parcours x entre deux chocs est donc:

$$\lambda_s = \int_{x=0}^{x=\infty} x \cdot e^{-\Sigma_s x}\,\Sigma_s\,dx = \frac{1}{\Sigma_s}\int_0^{\infty} (\Sigma_s\,x)\,e^{-(\Sigma_s x)}\,d(\Sigma_s\,x) = \frac{1}{\Sigma_s}.$$

Le *libre parcours moyen de diffusion* est simplement:

$$\lambda_s = 1/\Sigma_s. \tag{3}$$

IX-3. **Libre parcours moyen de transport.**

Supposons qu'un neutron aille d'un point A_0 à un point A_n en subissant des chocs élastiques. Nous avons:

$$\overrightarrow{A_0A_n} = \overrightarrow{A_0A_1} + \overrightarrow{A_1A_2} + \overrightarrow{A_2A_3} + \ldots + \overrightarrow{A_{n-1}A_n}.$$

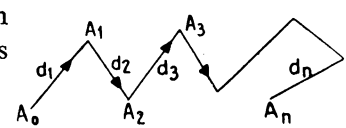


Fig. III-108

Nous avons:

$$\overrightarrow{A_0A_n}\cdot\overrightarrow{A_0A_n} = (\vec{d}_1 + \vec{d}_2 + \ldots + \vec{d}_n)(\vec{d}_1 + \vec{d}_2 + \ldots + \vec{d}_n),$$

$$A_0A_n^2 = d_1^2 + d_2^2 + \ldots + d_n^2 + \Sigma_{ij}\,\vec{d}_i\,\vec{d}_j.$$

Supposons d'abord en première approximation la diffusion isotrope: $\overline{A_0A_n^2} = n\,\overline{d^2}$, car les produits $d_i\,d_j$ sont nuls en moyenne. Comme en (1) p. 517, la probabilité qu'un neutron parcoure sans choc la distance d est $e^{-d\Sigma_s}$ et la probabilité pour que ce neutron subisse ensuite un choc dans un parcours dd est: $e^{-d\Sigma_s}\Sigma_s\,dd = e^{-\frac{d}{\lambda_s}}\cdot\dfrac{dd}{\lambda_s}$ (où λ_s est le libre parcours moyen de diffusion et $1/\lambda_s = \Sigma_s$ le nombre de chocs par unité de longueur comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, équation (3)).

La valeur moyenne de $\overline{d^2}$ dans l'hypothèse de la diffusion isotrope serait donc:

$$\overline{d^2} = \int_{d=0}^{d=\infty} d^2\cdot e^{-\frac{d}{\lambda_s}}\frac{dd}{\lambda_s} = \lambda_s^2\int_0^{\infty}\left(\frac{d}{\lambda_s}\right)^2\cdot e^{-d/\lambda_s}\cdot d\left(\frac{d}{\lambda_s}\right)$$

ou en posant $d/\lambda_s = x$:

$$\overline{d^2} = \lambda_s^2\int_0^{\infty} x^2\,e^{-x}\,dx = \lambda_s^2[e^{-x}(x^2+2x+2)]_0^{\infty} = 2\lambda_s^2;$$

le trajet A_0A_n parcouru par un neutron qui subit n chocs est donc tel que $\overline{A_0A_n^2} = n\,\overline{d^2} = n\cdot 2\lambda_s^2$.

Nous avons vu p. 516 que la diffusion des neutrons n'est pas parfaitement isotrope, mais tend, surtout pour les éléments légers, à se faire vers l'avant.

Il en résulte que nous ne pouvons admettre rigoureusement que $\Sigma_{i\neq j}\,\vec{d}_i\cdot\vec{d}_j$ soit nul puisque l'égale probabilité des directions après le choc n'est pas respectée. Un calcul tenant compte de l'asymétrie de diffusion a été fait. Il montre (1) que:

$$\overline{\Sigma_{i\neq j}\,\vec{d}_i\cdot\vec{d}_j} = n\overline{d^2}\,(\mu_0 + \mu_0^2 + \mu_0^3 + \ldots.), \quad \text{avec} \quad \mu_0 = \cos\overline{\Psi},$$

d'où:

$$\overline{A_0\,A_n^2} = n\,\overline{d^2}(1 + \mu_0 + \mu_0^2 + \ldots) = \frac{n\overline{d^2}}{1-\mu_0} = \frac{n\cdot 2\lambda_s^2}{1-\mu_0}.$$

(1) D. J. Littler et J. F. Raffle, *An Introduction to Reactor Physics*, p. 183, Pergamon Press, London, 1955.

Par comparaison avec la valeur précédente $n \cdot 2\lambda_s^2$ nous voyons que la diffusion privilégiée vers l'avant augmente le parcours des neutrons et ceci d'autant plus que les noyaux diffusants sont plus légers, puisque $\mu_0 = 2/3A$.

On peut écrire:

$$\overline{A_0 A_n^2} = 2n\lambda_s \cdot \frac{\lambda_s}{1-\mu_0} = 2n\lambda_s \cdot \lambda_{tr},$$

en introduisant le *libre parcours moyen de transport* λ_{tr} défini par:

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1-\mu_0} = \frac{1}{\Sigma_s(1-2/3A)}.$$

A partir de λ_{tr} on définit une *section efficace de transport*:

$$\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}.$$

Chez les noyaux légers, le libre parcours moyen de transport λ_{tr} diffère sensiblement du libre parcours moyen de diffusion λ_s:

substance:	H	H_2O	D	D_2O	Be	C	U
λ_s (cm):	525	0,29	6 000	2,23	1,16	2,60	2,52
λ_{tr} (cm):	1575	0,43(1)	9 000	2,52(1)	1,25	2,76	2,52

La valeur moyenne μ_0 de $\cos\Psi$ ne dépend pas de l'énergie des neutrons, Σ_s n'en dépend que très peu. λ_s et λ_{tr} sont donc très sensiblement les mêmes pour les neutrons thermiques et les neutrons rapides.

IX-4. **Paramètre de ralentissement.**

De l'équation (5) page 515, résulte qu'un neutron d'énergie cinétique E_1 avant le choc, possède ensuite une énergie E_2 telle que:

$$E_2 = E_1 \frac{A^2 + 2A\cos\theta + 1}{(A+1)^2}; \qquad (1)$$

E_2 est compris entre une limite supérieure E_1 ($\theta = 0$) et une limite inférieure $E_1\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$ atteinte pour $\theta = \pi$.

(1) λ_{tr} de H_2O et D_2O est calculé à partir de λ_s en prenant comme valeur de μ_0, $\mu_0 = \frac{2}{3}\frac{\text{somme de } N_i\sigma_s^i/A_i}{\text{somme de } N_i\sigma_s^i}$,

où N_i est le nombre de noyaux i par cm³, σ_s^i leur section efficace microscopique de diffusion, A_i leur masse en u.m.a.

Dans un choc la probabilité qu'un neutron diffuse dans l'angle solide $d\Omega$ est:

$$\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin\theta\, d\theta}{4\pi} = -\frac{d(\cos\theta)}{2}. \qquad (2)$$

La probabilité $F(E)\,dE$ d'une énergie finale comprise entre E_2 et E_2+dE_2 est d'après (2) et (1):

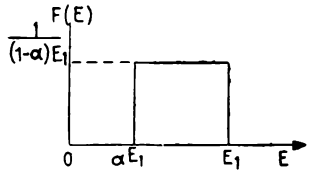


Fig. III-109

$$-\frac{d(\cos\theta)}{2} = -\frac{(A+1)^2}{4AE_1}dE_2 \qquad (3)$$

On pose habituellement

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \qquad (4)$$

(1) donne: $\alpha E_1 < E_2 < E_1$ et, comme $dE_2 = -dE$

(3) et (4) donnent:

$$F(E) = \frac{1}{(1-\alpha)E_1};$$

toute valeur d'énergie E_2 entre αE_1 et E_1 est également probable.

On sait que pour évaluer la perte moyenne d'énergie cinétique, il est commode d'introduire le *paramètre de ralentissement* ξ (page 485):

$$\xi = \overline{\text{Log}\frac{E_1}{E_2}} = \overline{\text{Log}\frac{v_1^2}{v_2^2}}$$

$$\xi = \frac{\int_0^{4\pi} \text{Log}\, E_1/E_2 \cdot d\Omega}{\int_0^{4\pi} d\Omega} = \frac{\int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \text{Log}\, E_1/E_2 \cdot 2\pi \sin\theta\, d\theta}{4\pi},$$

$$\xi = \frac{1}{2}\cdot\int_{-1}^{1} \text{Log}\, E_1/E_2 \cdot d(\cos\theta) = -\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \text{Log}\frac{A^2+2A\cos\theta+1}{(A+1)^2}\, d(\cos\theta),$$

en ayant utilisé l'équation (1).

En posant $x = \dfrac{A^2+2A\cos\theta+1}{(A+1)^2}$, on intègre facilement et l'on obtient:

$$\xi = 1 + \frac{(A+1)^2}{2A}\text{Log}\frac{A-1}{A+1} = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha}\text{Log}\,\alpha. \qquad (5)$$

La relation (5) permet de calculer le paramètre de ralentissement des éléments. Pour les corps composés ou les mélanges de noyaux 1, 2, ... *i*, on calcule un paramètre de ralentissement moyen:

$$\xi = \frac{\text{somme de } (\Sigma_s \xi)_1^i}{\text{somme de } (\Sigma_s)_1^i},$$

où $(\Sigma_s)_p$ est la section efficace macroscopique de diffusion de l'élément *p*.

IX-5. **Flux et courant de neutrons.**

Dans un volume donné, le nombre de fissions produites par des neutrons, ou le nombre de captures dans un modérateur, est proportionnel au nombre de neutrons qui entrent dans ce volume, indépendamment de la direction de leur vitesse à l'entrée. Nous appellerons par définition *flux de neutrons* Φ la quantité:

$$\Phi = n\,v,$$

où n est le nombre de neutrons par unité de volume,

v est la valeur absolue de leur vitesse.

On voit que, contrairement au flux d'un liquide, Φ n'indique pas un écoulement de neutrons dans une direction privilégiée.

Le nombre de neutrons diffusés par unité de volume est $\Phi\Sigma_s$, celui des neutrons absorbés est $\Phi\Sigma_a$.

Considérons maintenant un modèle très artificiel, celui d'un tube de section 1 cm² contenant des neutrons ayant tous même vitesse v parallèle à la longueur du tube dirigée au hasard vers la droite ou vers la gauche.

On a $\Phi = n\,v$, mais si n est partout le même, une section ABCD du tube est parcourue par autant de neutrons allant vers la droite que de neutrons allant vers la gauche: il n'y a pas de courant de neutrons. Par contre si la densité de neutrons n est plus élevée à gauche, l'excès de neutrons va s'écouler vers la droite. Par analogie avec la théorie de la diffusion gazeuse ou de la transmission de la chaleur on peut poser:

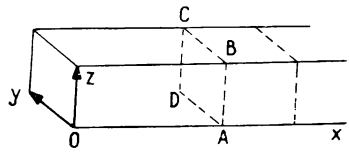


Fig. III-110

$$J = -D_0 \frac{dn}{dx}.$$

J appelé le *courant* neutronique (1) est le nombre de neutrons traversant par seconde une surface de 1 cm² normale à Ox, D_0 un coefficient constant.

(1) Il serait plus exact d'appeler J densité de courant par analogie avec la densité de courant en électricité. Remarquons que J et Φ ont mêmes dimensions ($L^{-2}\,T^{-1}$).

Cette expression devient pour les trois dimensions de l'espace:

$$\vec{J} = - D_0 \overrightarrow{\text{grad}\, n}.$$

Comme c'est le flux Φ et non n qui détermine le nombre de fissions, il est plus pratique de remplacer n par Φ/v (v est supposé identique en tout point):

$$\vec{J} = - D_0 \overrightarrow{\text{grad}\, \Phi/v} = - \frac{D_0}{v} \overrightarrow{\text{grad}\, \Phi},$$

que l'on écrit:

$$\vec{J} = - D \overrightarrow{\text{grad}\, \Phi}; \qquad (1)$$

D est le *coefficient de diffusion.*

Nous allons montrer ci-dessous que $D = \lambda_{tr}/3$, c'est-à-dire que le coefficient de diffusion est égal au tiers du libre parcours moyen de transport et nous justifierons l'équation (1).

IX-6. Courant de diffusion.

Nous allons chercher quel courant de neutrons traverse une petite surface dS. Prenons un trièdre Ox, Oy, Oz (Oz normal à dS) et considérons un petit volume dV de matière autour d'un point M défini par les coordonnées d'Euler, r, θ, φ.

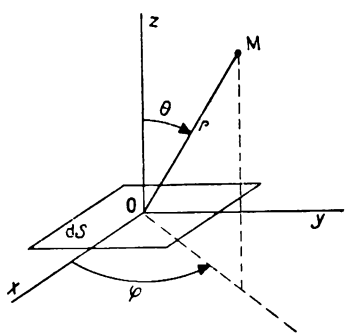


Fig. III-111

Cherchons combien ce volume dV envoie de neutrons dans dS.

Ce nombre de neutrons est le produit de trois termes:

1° le nombre $\Phi \Sigma_s \, dV$ des chocs élastiques subis par les neutrons dans dV,

2° la probabilité pour qu'un des neutrons diffusés parte vers dS. Si dΩ est l'angle sous lequel dS est vu de M, cette probabilité est:

$$d\Omega / 4\pi = \frac{dS \cos \theta}{r^2} : 4\pi,$$

3° la probabilité pour que ce neutron y arrive sans être diffusé, soit $e^{-r\Sigma_s}$.

Le volume dV envoie donc à travers dS un courant dirigé vers les z négatifs:

$$J_{z-}dS = dS\,\Phi\,\Sigma_s \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} e^{-r\Sigma_s}\,dV.$$

Mais par suite de la prépondérance de la diffusion vers l'avant (p. 516), il faut remplacer Σ_s section macroscopique de diffusion par la section macroscopique efficace de transport Σ_{tr}.

Le courant $J_{z-}\,dS$ envoyé à travers dS par toute la matière située au-dessous de xOy a pour expression:

$$J_{z-}\,dS = dS \iiint \Phi\,\Sigma_{tr} \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} e^{-r\Sigma_{tr}}\,dV; \qquad (1)$$

l'intégrale étant étendue à tous les points de z positif:

$$dV = r^2 \sin\theta\,d\theta\,dr\,d\varphi,$$

donc:

$$J_{z-} = \frac{\Sigma_{tr}}{4\pi} \int_{r=0}^{r=+\infty} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2} \Phi\, e^{-r\Sigma_{tr}} \cos\theta.\sin\theta.\,dr.\,d\varphi.\,d\theta.$$

Le nombre J_{z+} de neutrons traversant 1 cm² du plan xOy vers les z positifs s'obtiendrait en remplaçant les limites $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$ par π et $\pi/2$.

Remarquons que les neutrons donnant J_{z-} et J_{z+} à l'origine O des coordonnées proviennent de diffusions ayant lieu au voisinage de O. On peut donc remplacer Φ par un développement en série de Taylor:

$$\Phi(x, y, z) = \Phi(0,0,0) + x\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_0 + y\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_0 + z\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 + \ldots$$

ou en coordonnées polaires, en se limitant au premier ordre:

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \Phi(0,0,0) + r\sin\theta\cos\varphi\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_0 + r\sin\theta\sin\varphi\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_0 + r\cos\theta\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0.$$

Le courant traversant 1 cm² vers les z positifs est:

$$J_{z+} - J_{z-}.$$

Pour des raisons de symétrie, seul le quatrième terme $r \cos\theta \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0$ du développement de Φ (r, θ, φ) donne par intégration une contribution non nulle dans la différence $J_{z+} - J_{z-}$:

$$J_{z+} - J_{z-} = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0.$$

Le courant résultant est:

$$J_z = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right);$$

on aurait de même:

$$J_y = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right),$$

$$J_x = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right),$$

et d'une manière générale:

$$\vec{J} = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi, \qquad (2)$$

ce qui donne le courant de neutrons en un point en fonction du gradient du flux neutronique en ce point.

En identifiant l'expression (2) avec l'équation (1) page 522, on voit que (1):

$$D = \lambda_{tr}/3 \quad \text{ou} \quad D = 1/3\,\Sigma_{tr}. \qquad (3)$$

IX-7. Distance extrapolée.

Considérons la surface qui dans un réacteur sépare le modérateur d'un autre milieu que nous supposerons ne pas renvoyer de neutrons vers le modérateur, ce serait par exemple un milieu très absorbant, tel que du cadmium ou du bore, ou simplement le vide.

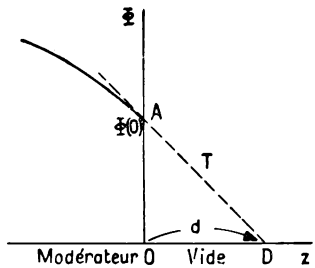


Fig. III-112

Alors dans le modérateur, près de la surface de séparation modérateur/vide, le courant de neutrons J_{z-} est nul puisque le vide ne réfléchit pas de neutrons vers

(1) Une théorie plus complète aurait tenu compte des captures possibles de neutrons et donné une expression un peu différente de D (dont une valeur approchée s'obtient en remplaçant Σ_{tr} par $\Sigma_{tr}+\Sigma_a$, Σ_a étant la section efficace macroscopique d'absorption).

le modérateur. L'intégrale (1) de la page 523 est nulle, donc au point A ($z = 0$):

$$J_{z-} = 0 \text{ donne: } \int_{r=0}^{r=\infty} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{0}^{\theta=\pi/2} \Phi\, e^{-r\Sigma_{tr}} \cos\theta \sin\theta\, dr\, d\varphi\, d\theta = 0.$$

En remplaçant Φ par son développement limité au premier ordre, seuls les termes $\Phi\,(0,0,0)$ et $r\cos\theta \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0$ donnent une contribution à (1), d'où:

$$\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left[\Phi(0) + r\cos\theta \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0\right] e^{-r\Sigma_{tr}} \cos\theta \sin\theta\, dr\, d\varphi\, d\theta =$$

$$\pi\left[\Phi(0) + \frac{2}{3\Sigma_{tr}}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0\right] = 0.$$

On tire de là la pente de la courbe $\Phi(z)$ au point A:

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 = -\frac{3}{2}\Phi(0)\,\Sigma_{tr}.$$

On peut donc, en menant la tangente T à cette courbe au point A de $z = 0$, trouver le point D où le «flux extrapolé» est nul:

$$\Phi(z) \# \Phi(0) + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 z \quad \text{ou} \quad \Phi(d) = 0 = \Phi(0) + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 d;$$

en remplaçant $\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0$ par la valeur $-\frac{3}{2}\Phi(0)\,\Sigma_{tr}$ que nous venons de calculer, nous obtenons la *distance extrapolée*:

$$d = \frac{2}{3\Sigma_{tr}} = \frac{2\lambda_{tr}}{3}.$$

Un calcul tenant compte dans tous les détails de ce que la diffusion se fait dans le modérateur de préférence vers l'avant donnerait:

$$d_{\text{extrapolée}} = 0{,}71\,\lambda_{tr},$$

valeur voisine de celle que nous venons d'obtenir.

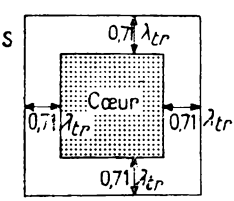


Fig. III-113

Dans la théorie des réacteurs il est commode d'écrire que le flux Φ s'annule sur une «surface extrapolée» fictive S entourant le modérateur à une distance 0,71 λ_{tr}.

Dans la réalité Φ n'est pas nul en dehors de S mais seulement beaucoup plus faible que dans le modérateur.

IX-8. Equation de diffusion.

Considérons un petit cube de volume $dx\,dy\,dz$ situé dans un modérateur au point de coordonnées x, y, z. Le nombre de neutrons contenu dans ce cube est $n\,dxdydz$. Le nombre n ou le flux nv peuvent: augmenter par production de neutrons, diminuer par absorption de neutrons, diminuer par fuite de neutrons hors du cube, ce que l'on peut écrire schématiquement, puisque $n = \Phi/v$:

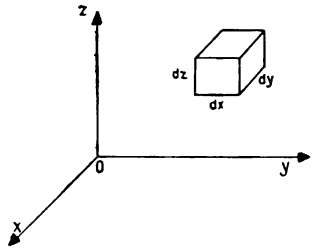


Fig. III-114

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \text{production} - \text{absorption} - \text{fuites}. \qquad (1)$$

Nous allons calculer d'abord l'effet des fuites par diffusion:

Le nombre de neutrons sortant de ce cube par unité de temps est égal au flux à travers la surface du cube du vecteur $\vec{J}$ introduit page 522.

Ce flux de $\vec{J}$ s'obtient aisément par le théorème de Green(1):

flux de $\vec{J}$ = volume du cube × divergence de $\vec{J}$

$$= dx \cdot dy \cdot dz \cdot \text{div}(-D\ \overrightarrow{\text{grad}}\ \Phi)$$

$$= dV \cdot (-D)\ \text{div}\ \overrightarrow{\text{grad}}\ \Phi.$$

Il est aisé de voir que div. grad $\Phi = \Delta\Phi$, $\Delta\Phi$ étant le Laplacien de Φ.

Le flux de $\vec{J}$ sortant du cube de volume dV est $-dV \cdot D\Delta \cdot \Phi$. Pendant une seconde la variation du nombre de neutrons par unité de volume de ce cube due aux fuites est:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{fuites}} = -\frac{1}{dV}(-dV)\,D \cdot \Delta\Phi = +D\Delta\Phi.$$

(1) On rappelle que le théorème de Green peut s'énoncer:

le flux d'un vecteur $\vec{A}$ à travers une surface fermée S est égal à l'intégrale de la divergence de $\vec{A}$ étendue au volume V intérieur à S:

$$\iint \vec{A} \cdot d\vec{S} = \iiint \text{div}\,\vec{A} \cdot dV;$$

on en tire:

flux = volume × valeur moyenne de la divergence.

Nous avons donc:

$$\left(\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\text{fuites}} = D\Delta\Phi. \tag{2}$$

Il faut maintenant tenir compte des pertes de neutrons par capture, dont le nombre par unité de volume et de temps est $\Phi\,\Sigma_a$ puis de la production de neutrons par cm³ et par seconde. Si le milieu est un modérateur sans noyaux fissiles, il n'y a pas production de neutrons dans ce milieu: les neutrons proviennent tous du dehors. Par contre, si des noyaux fissiles se trouvent dans le milieu modérateur (uranium naturel, ou réacteur homogène par exemple) il y a par fission création de neutrons dans ce milieu. Désignons par S le nombre de neutrons produits par cm³ et par seconde:

$$\text{variation du nombre des neutrons} = \text{production} - \text{absorption} - \text{fuites}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \Phi\Sigma_a + D\Delta\Phi$$

ou, en fonction de Φ:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = S - \Phi\Sigma_a + D\Delta\Phi. \tag{3}$$

Telle est l'équation de diffusion des neutrons sous sa forme générale.

Le laplacien $\Delta\Phi$ est:

en coordonnées cartésiennes x, y, z:

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2};$$

en coordonnées cylindriques r, θ, z:

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2};$$

en coordonnées sphériques r, θ, φ:

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2\sin^2\varphi}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2} + \frac{1}{r^2\sin\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\sin\varphi\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}\right).$$

En général, dans un réacteur cylindrique Φ est indépendant de θ, et dans un réacteur sphérique Φ ne dépend que de r, ce qui permet de prendre alors les expressions plus simples:

$$\begin{cases} \Delta\Phi_{\text{cyl.}} = \dfrac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\Phi}{\partial r} + \dfrac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} \\ \Delta\Phi_{\text{sph.}} = \dfrac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \dfrac{2}{r}\dfrac{\partial\Phi}{\partial r}, \end{cases}$$

IX-9. Milieu modérateur sans source, longueur de diffusion L.

Examinons d'abord l'exemple le plus simple: celui d'un milieu sans source de neutrons, par exemple un modérateur, un réflecteur ou un réfrigérant.

Nous avons dans l'équation (3) page 527:

$$S = 0, \text{ et en régime permanent: } \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0,$$

donc simplement:

$$\Delta\Phi - \frac{\Sigma_a}{D}\Phi = 0.$$

La constante $\varkappa^2 = \dfrac{\Sigma_a}{D} = \dfrac{\Delta\Phi}{\Phi}$ a comme dimension l'inverse du carré d'une longueur L.

On posera donc: $L^2 = D/\Sigma_a = 1/\varkappa^2$,

la longueur L est appelée *longueur de diffusion* du milieu.

Cette longueur de diffusion a une signification physique simple que nous avons déjà indiquée sans la justifier (page 487) mais que nous démontrons ci-dessous.

IX-10. Milieu modérateur avec source ponctuelle.

Supposons maintenant qu'il y ait dans le milieu, à l'origine des coordonnées, une source ponctuelle créant Q neutrons par seconde. La symétrie de répartition des neutrons est sphérique et $\Delta\Phi$ se réduit à $\dfrac{d^2\Phi}{dr^2} + \dfrac{2}{r}\dfrac{d\Phi}{dr}$.

En posant $\Phi = u/r$, on obtient:

$$\Delta\Phi = \frac{1}{r}\frac{d^2u}{dr^2}$$

d'où en régime permanent pour l'équation de diffusion $\Delta\Phi - \varkappa^2\Phi = 0$ la forme simple:

$$\frac{d^2u}{dr^2} - \varkappa^2 u = 0,$$

dont la solution générale est de la forme:

$$u = Ae^{-\varkappa r} + Be^{\varkappa r}.$$

Mais pour que Φ reste fini à l'infini, B doit être nul.

Φ est donc de la forme $A\dfrac{e^{-\varkappa r}}{r}$.

On détermine A en égalant deux expressions du courant de neutrons au voisinage de la source:

$$J = \frac{Q}{4\pi r^2} \quad \text{et} \quad J = -D\frac{d\Phi}{dr} = -D\cdot A\left(\frac{\varkappa e^{-\varkappa r}}{r} - \frac{e^{-\varkappa r}}{r^2}\right) \# \frac{DA}{r^2},$$

d'où:

$$A = \frac{Q}{4\pi D} \quad \text{et} \quad \Phi = \frac{Q}{4\pi D r} e^{-\varkappa r}$$

Interprétation de L.

Si nous considérons maintenant une couche sphérique de rayon r et d'épaisseur dr, son volume est $4\pi r^2 dr$. Le nombre de neutrons absorbés dans cette couche est:

$$4\pi r^2 dr \cdot \Sigma_a \Phi,$$

puisque par cm³ il y a $\Sigma_a \Phi$ neutrons absorbés.

La valeur moyenne du carré moyen $\overline{r^2}$ de la distance parcourue par un neutron, depuis l'origine des coordonnées où il est supposé émis à l'état thermique, jusqu'à sa disparition par absorption, est donc:

$$\overline{r^2} = \frac{\int_{r=0}^{r=\infty} r^2 (4\pi r^2 dr\, \Sigma_a \Phi),}{\int_{r=0}^{r=\infty} 4\pi r^2 dr\, \Sigma_a \Phi}.$$

Or nous avons:

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi D}\frac{e^{-\varkappa r}}{r}.$$

En substituant cette valeur de Φ dans $\overline{r^2}$, nous avons:

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^\infty r^3 e^{-\varkappa r} dr}{\int_0^\infty r e^{-\varkappa r} dr} = \frac{6/\varkappa^4}{1/\varkappa^2} = \frac{6}{\varkappa^2} = 6L^2;$$

on voit donc que $L^2 = \frac{\overline{r^2}}{6}$.

La longueur de diffusion L est telle que son carré est le sixième du trajet quadratique moyen parcouru par un neutron dans sa vie à l'état thermique.

CHAPITRE X

THÉORIE APPROCHÉE DU RÉACTEUR HOMOGÈNE

(THÉORIE DES GROUPES ET THÉORIE DE L'ÂGE)

X-1. Théorie à un groupe. Milieu contenant des noyaux fissiles.

Dans un milieu multiplicateur, à un neutron absorbé correspondent k_∞ nouveaux neutrons créés par fission. On a donc comme source:

$$S = k_\infty \times \text{nombre de neutrons absorbés} = k_\infty \Sigma_a \Phi$$

ou dans l'équation (3) page 527:

$$D\Delta\Phi + \Phi \Sigma_a (k_\infty - 1) = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

ou encore:

$$\Delta\Phi + \Phi \frac{\Sigma_a}{D} (k_\infty - 1) = \frac{1}{vD} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \tag{1}$$

En remplaçant $\frac{\Sigma_a}{D}$ par $\frac{1}{L^2}$, nous mettons en évidence le parcours des neutrons à l'état thermique en ne considérant ainsi qu'un groupe de neutrons: ceux d'énergie thermique.

Pour tenir compte de ce qu'en réalité les neutrons naissent à l'état rapide, en première approximation on remplace simplement L^2 par le carré M^2 de la longueur de migration:

$$M^2 = \tau + L^2, \tag{2}$$

6τ représentant le carré moyen du parcours de ralentissement depuis 2 MeV jusqu'à l'état thermique (τ est l'« âge de Fermi » comme on le verra p. 544 à 548).

Le régime critique est celui où Φ est stationnaire, c'est-à-dire où $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$.

L'équation de diffusion devient donc *en régime critique*:

$$\Delta\Phi + \Phi \frac{k_\infty - 1}{M^2} = 0, \tag{3}$$

que l'on écrit:

$$\Delta\Phi + B_m^2 \Phi = 0; \tag{4}$$

ceci est une équation d'Helmholtz.

$$B_m = \sqrt{\frac{k_\infty - 1}{M^2}} \tag{5}$$

est appelé le *laplacien-matière* (le material buckling est B_m^2); c'est une *caractéristique du milieu multiplicateur*, elle dépend de la composition et des propriétés nucléaires des constituants du milieu. Si le réacteur est hétérogène, B_m dépend aussi de la répartition spatiale du combustible et du modérateur, qui est généralement agencée suivant un réseau à mailles carrées ou hexagonales.

Le flux d'un réacteur doit obéir à l'équation d'Helmholtz (3) et être nul sur la surface extrapolée du réacteur. L'équation (3) n'a pour Φ de telles solutions non nulles que pour une suite de valeurs propres positives $B_m = B_1, B_2, \ldots$ qui ne dépendent que de la forme et des dimensions de la surface extrapolée. A chaque valeur propre B correspond une fonction propre Φ_i.

On appelle *laplacien géométrique* B_i, la plus petite de ces valeurs propres, c'est une caractéristique *purement géométrique* du réacteur, une fonction de ses dimensions.

Le réacteur sera critique quand:

$$B_g = B_m = \frac{\sqrt{k_\infty - 1}}{M}.$$

L'équation (4) permet, comme nous allons le voir, de calculer des éléments très importants:

— la répartition du flux neutronique dans le réacteur,
— les dimensions critiques du réacteur,
— le volume critique minimum,
— l'effet d'un réflecteur.

L'équation (3) fait intervenir k_∞ et M, nous verrons plus loin comment on arrive à les calculer à partir de données expérimentales.

X-2. Réacteur sphérique nu (sans réflecteur).

Supposons la symétrie sphérique réalisée. Φ ne dépend que de la distance r à l'origine et $\Delta\Phi + B_m^2\Phi = 0$ s'écrit:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + B_m^2\,\Phi = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial^2(r\Phi)}{\partial r^2} + B_m^2(r\,\Phi) = 0.$$

L'intégrale générale est de la forme:

$$r\Phi = A \sin rB_m + B \cos rB_m.$$

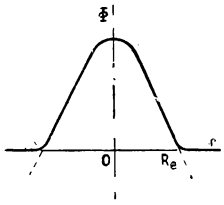


Fig. III-115

Comme Φ doit rester fini si r tend vers zéro (centre du réacteur), il faut que B soit nul et:

$$\Phi = \frac{A}{r} \sin r\,B_m;$$

on écrit que Φ s'annule hors du réacteur de rayon R, à une distance extrapolée:

$$R_e = R + 0{,}71\ \lambda_{tr};$$

alors $R_eB_m = n\pi$ et $n = 1$ donne (1) le laplacien géométrique π/R_e:

$$\Phi = \frac{A}{r} \sin \frac{\pi r}{R_e};$$

le rayon critique est:

$$R_c = R_e - 0{,}71\ \lambda_{tr},$$

avec:

$$R_e = \frac{\pi}{B_m} = \frac{\pi}{B_g};$$

le volume extrapolé du réacteur est:

$$V_e = \frac{4}{3}\pi\,R_e^3 = \frac{4\,\pi^4}{3\,B_m^3} = \frac{130}{B_m^3}$$

Si $R_e > \pi/B_m$, le réacteur divergera parce que le premier membre de (1), p. 530, est positif. On peut réciproquement dire qu'un réacteur de rayon extrapolé R_e donné divergera si $B_m > \frac{\pi}{R_e}$ ou si $B_m > B_g$ en posant $B_g = \pi/R_e$. Ceci s'énonce ainsi:

Un réacteur sphérique divergera si le *laplacien matière* $B_m = \frac{\sqrt{k_\infty - 1}}{M}$

(1) Si l'on prenait $n > 1$, Φ changerait de signe à l'intérieur du coeur ce qui n'a pas de sens physique. On peut encore dire que $n = 1$ donne la plus petite valeur possible de Bg.

est supérieur à son *laplacien géométrique* $B_g = \frac{\pi}{R_e}$ car alors le premier membre de (1), p. 530, est positif.

X-3. **Réacteur cylindrique sans réflecteur.**

L'équation $\Delta\Phi + B_m^2\Phi = 0$ s'écrit en supposant la symétrie cylindrique réalisée (c'est-à-dire en négligeant les inégalités locales éventuelles dues aux barres de combustible, aux intervalles de réfrigérant, à l'épaisseur des gaines):

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + B_m^2\,\Phi = 0. \qquad (1)$$

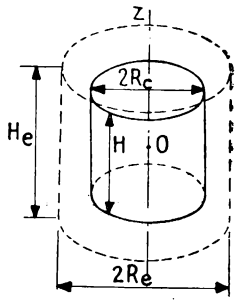


Fig. III-116

Pour essayer de résoudre cette équation, posons:

$$\Phi = R(r)\,Z(z). \qquad (1')$$

Substituons dans (1) et divisons par $R(r)Z(z)$:

$$\frac{1}{R}\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{rR}\frac{dR}{dr} + \frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2} + B_m^2 = 0; \qquad (2)$$

comme $\frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2}$ ne dépend que de z et que (2) doit être satisfait à l'intérieur du réacteur pour toute valeur de r et z, il faut que $\frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2}$ soit constant.

$Z(z)$ doit être maximum au centre 0 donc la courbe $Z(z)$ concave vers les z négatifs, nous écrirons:

$$\frac{d^2Z}{dz^2} + \alpha^2 Z = 0, \qquad (3)$$

dont l'intégrale générale est: $Z(z) = A \sin \alpha z + B \cos \alpha z$. Le flux neutronique est réparti symétriquement par rapport au centre du réacteur. Il faut donc que A soit nul.

La constante α se calcule grâce à la condition que Φ, donc Z, doit être nul sur les plans $z = \pm H_e/2$ représentant les faces horizontales extrapolées du réacteur cylindrique $\left(\frac{H_e}{2} = \frac{H}{2} + 0{,}71\ \lambda_{tr}\right)$:

$$\frac{\alpha H_e}{2} = n\frac{\pi}{2}, \qquad (4)$$

d'où: $Z = B \cos n\,\pi z/H_e$, n entier impair;

en portant la valeur de $\frac{d^2Z}{dz^2}$ dans (2) et multipliant par R:

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} + \left(B_m^2 - \frac{n^2\pi^2}{H_e^2}\right)R = 0. \tag{5}$$

Ceci est une équation de Bessel d'ordre zéro qu'il faut intégrer.

Posons:

$$B_m^2 - \frac{n^2\pi^2}{H_e^2} = a^2. \tag{6}$$

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} + a^2R = 0 \tag{7}$$

a comme intégrale générale:

$$R = C\ J_0(ar) + D\ N_0(ar).$$

Quand ar tend vers zéro (axe du réacteur), $N_0(ar)$ tend vers $-\infty$, donc D est nécessairement nul et:

$$R = CJ_0(ar). \tag{8}$$

La courbe $J_0(ar)$ coupe l'axe des abscisses aux points:

$$ar = 2{,}405;\ 5{,}5;\ 8{,}6.$$

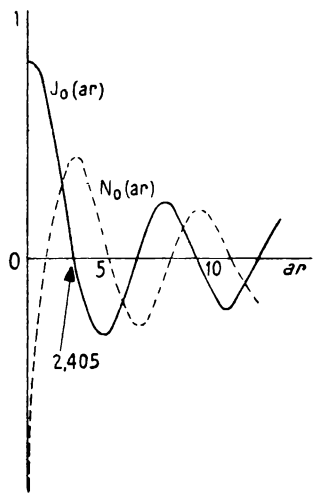


Fig. III-117

Ceci nous donne entre le rayon extrapolé R_e et a une relation de la forme: $a\,R_e = n'$ avec $n' = 2{,}405$ ou $5{,}5$ ou $8{,}6$ ou, en élevant au carré et tenant compte de (6):

$$B_m^2 = \frac{n^2\pi^2}{H_e^2} + \frac{n'^2}{R_e^2}.$$

Le laplacien géométrique B_g est donné par les plus petites valeurs de n et n':

$$B_g^2 = \frac{\pi^2}{H_e^2} + \frac{2{,}405^2}{R_e^2}; \tag{9}$$

le régime critique est donné par $B_m = B_g$, le réacteur diverge si $B_m > B_g$.

Le volume critique extrapolé $V_c = \pi R_e^2 H_e$ dépend à la fois de R_e et de H_e qui sont liés par (9). Bien entendu il est plus économique de choisir le volume critique minimum.

Ce volume minimum est réalisé si:

$$\frac{\mathrm{d}V_c}{\pi\, d\, H_e} = R_e^2 + 2\,\mathrm{H}_c R_e \frac{\mathrm{d}R_e}{\mathrm{d}H_e} = 0\,;$$

en dérivant (9), on en tire $\mathrm{d}R_e/\mathrm{d}H_e$, d'où:

$$\frac{2{,}405^2}{R_e^2} = \frac{2\pi^2}{H_e^2}. \tag{10}$$

De (10) on peut tirer H_e en fonction de R_e et le porter dans (9), on obtient:

$$R_{optimum} = \frac{2{,}405}{B_\mathrm{m}} \sqrt{\frac{3}{2}}. \tag{11}$$

(10) donne alors:

$$H_{optimum} = \frac{\pi\sqrt{3}}{B_\mathrm{m}}, \tag{12}$$

et le diamètre est égal à 1,09 H_{opt}.

Le volume critique le plus petit possible est alors:

$$\pi R^2{}_{opt}\, H_{opt} = \frac{\pi^2 \cdot 2{,}405^3\, 3\sqrt{3}}{2\, B_\mathrm{m}^3} = \frac{148}{B_\mathrm{m}^3}.$$

Le flux de neutrons est d'après (1'), (4) et (8):

$$\Phi = B\,C \cdot \mathrm{J}_0(2{,}405\, r/R_e) \cos(\pi\, z/H_e).$$

X-4. Réacteur parallélépipédique nu.

Si a, b, c sont les «dimensions extrapolées» en prenant l'origine au centre, l'équation:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + \mathrm{B}_\mathrm{m}^2\,\Phi = 0$$

a comme solution générale

$$\Phi = \mathrm{A} \cos n\frac{\pi x}{a} \cos n'\frac{\pi y}{b} \cos n''\frac{\pi z}{c},$$

n, n', n'' étant entiers impairs avec en régime critique la relation:

$$\mathrm{B}_\mathrm{m}^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} + \frac{\pi^2}{c^2} = \mathrm{B}_\mathrm{g}^2.$$

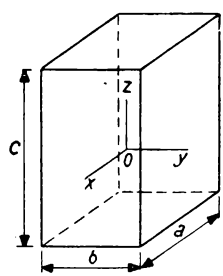


Fig. III-118

Le laplacien géométrique correspondant aux plus petites valeurs (1) de n, n', n''.

Le volume critique minimum correspond à la forme cubique, et:

$$\frac{3\pi^2}{a_{opt}^2} = B_m^2, \qquad a = \frac{\pi\sqrt{3}}{B_m};$$

le volume critique minimum a^3 est $\dfrac{\pi^3 3\sqrt{3}}{B_m^3} = \dfrac{161}{B_m^3}$.

X-5. **Variation des flux.**

Il est intéressant de comparer les variations des flux dans ces trois types de réacteurs.

Posons:

$$u = \Phi/\Phi_{max},$$

et:

$$v = r/R_e \quad \text{ou} \quad 2z/H_e \quad \text{ou} \quad 2x/a \quad \text{ou} \quad 2y/b \quad \text{ou} \quad 2z/c.$$

Nous avons:

1° pour la sphère:

$$u = \frac{\sin \pi v}{\pi v};$$

2° pour le cylindre:

$$\begin{cases} \text{le long du rayon:} & u = J_0(2{,}405\, v), \\ \text{sur une parallèle à l'axe:} & u = \cos \pi v/2; \end{cases}$$

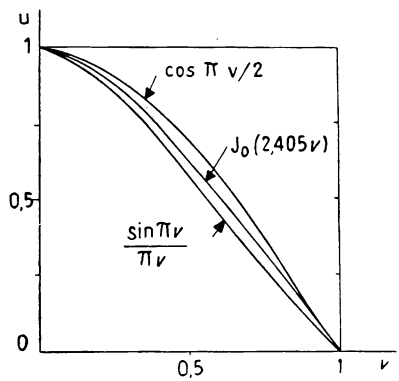


Fig. III-119

3° pour le parallélépipède, sur une parallèle à une arête: $u = \cos \pi v/2$.

Les trois courbes (u, v) sont assez voisines les unes des autres pour qu'en première approximation on puisse représenter le flux par:

$$\frac{\Phi(d)}{\Phi(0)} = \cos\frac{\pi}{2} \cdot \frac{d}{d_{extr}},$$

d étant la distance au centre du réacteur,

d_{extr} la distance à laquelle ce flux s'annule.

X-6. **Réacteurs avec réflecteurs.**

En régime stationnaire, critique, l'équation générale de diffusion:

$$\Delta\Phi + \Phi\frac{\Sigma_a}{D}(k_\infty - 1) = 0$$

s'écrit (nous l'avons vu p. 531) pour le coeur, qui est un milieu multiplicateur donc où $k_\infty > 1$:

$$\Delta\Phi_c + B_m^2 \Phi_c = 0. \tag{1}$$

Dans un réflecteur, k_∞ est nul puisqu'il n'y a pas de noyaux fissiles et l'équation de la diffusion est:

$$\Delta\Phi_r - \frac{\Sigma_{a_r}}{D_r} \Phi_r = 0$$

ou, en introduisant la longueur de diffusion L_r dans le réflecteur:

$$\Delta\Phi_r - \frac{\Phi_r}{L_r^2} = 0, \tag{2}$$

puisque $\Sigma_a/D = 1/L^2$ (p. 528).

Nous avons donc deux équations différentes à utiliser:

(1) pour le coeur du réacteur,

(2) pour le réflecteur.

Il y a trois conditions aux limites qui sont:

1° la condition $\Phi = 0$ à la limite extérieure du réflecteur,

2° les deux conditions de passage à la surface S qui sépare le coeur du réflecteur.

Une première condition exprime la continuité du flux:

$$\Phi_c = \Phi_r.$$

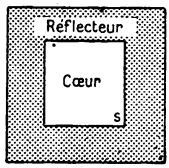


Fig. III-120

Une seconde condition exprime la conservation du courant neutronique:

$$\underset{\text{coeur}}{J_c} = \underset{\text{réflecteur}}{J_r}$$

Or: $J_c = -D_c \frac{d\Phi_c}{ds}$, $J_r = -D_r \frac{d\Phi_r}{ds}$, ou $\frac{d\Phi_c}{ds} = \frac{D_r}{D_c} \frac{d\Phi_r}{ds}$,

ds étant compté sur la normale à S.

X-6.1. **Premier exemple: coeur plat dans un réflecteur infini.**

Supposons le coeur constitué par un mélange de graphite et d'uranium et le réflecteur en graphite.

L'équation (1) est:

$$\frac{d^2\Phi_c}{dx^2} + B_m^2 \Phi_c = 0,$$

dont l'intégrale générale est:

$$\Phi_c = A_c \cos B_m x + B_c \sin B_m x.$$

Comme $\Phi_c(x) = \Phi_c(-x)$ par raison de symétrie, B_c doit être nul et nous avons:

$$\Phi_c = A_c \cos B_m x.$$

L'équation (2) est:

$$\frac{d^2\Phi_r}{dx^2} - \frac{\Phi_r}{L^2} = 0,$$

dont l'intégrale générale est:

$$\Phi_r = A_r e^{-\frac{x}{L}} + B_r e^{\frac{x}{L}}.$$

Comme $\Phi_r(\infty)$ doit être nul, $B_r = 0$ et nous avons x positif:

$$\Phi_r = A_r e^{-\frac{x}{L}} \text{ (pour } x \text{ négatif } \Phi_r = A_r e^{\frac{x}{L}}).$$

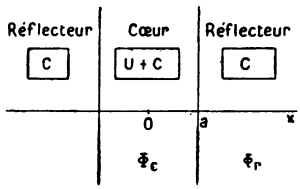


Fig. III-121

Cherchons les conditions de passage. Le coeur qui contient en volume beaucoup plus de graphite que d'uranium a un coefficient de diffusion très voisin de celui du réflecteur en graphite: $D_c \# D_r$, la continuité du courant neutronique, qui s'exprime par la condition:

$$D_c \left(\frac{d\Phi_c}{dx}\right)_{x=a} = D_r \left(\frac{d\Phi_r}{dx}\right)_{x=a},$$

donne donc:

$$\left(\frac{d\Phi_c}{dx}\right)_{x=a} = \left(\frac{d\Phi_r}{dx}\right)_{x=a} \quad \text{ou} \quad A_c B_m \sin B_m a = \frac{A_r}{L} e^{-a/L} \; ;$$

$\Phi_c = \Phi_r$ donne:

$$A_c \cos B_m a = A_r e^{-a/L},$$

d'où:

$$B_m \operatorname{tg} B_m a = \frac{1}{L} \quad \text{ou} \quad B_m a = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} L B_m.$$

S'il n'y avait pas de réflecteur, on aurait simplement dans le coeur:

$$\Phi_c = A_c \cos B_m x,$$

avec la condition aux limites:

$$0 = A_c \cos B_m a_0 \quad \text{ou} \quad B_m a_0 = \frac{\pi}{2}.$$

Donc: $$a_0 - a = \frac{\text{arctg L B}_m}{B_m}$$

ou, grossièrement:

$$a_0 - a \# L.$$

Le réflecteur permet donc pour le coeur une diminution d'épaisseur $2a_0 - 2a = 2L$. Pour le graphite L est de 50 cm, on voit l'importance de l'économie réalisée.

X-6.2. **Deuxième exemple: réacteur sphérique entouré d'une couche de réflecteur.**

Le flux dans le coeur est donné par:

$$\frac{d^2\Phi_c}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\Phi_c}{dr} + B_m^2 \Phi_c = 0.$$

Le flux dans le réflecteur est donné par:

$$\frac{d^2 \Phi_r}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\Phi_r}{dr} - \frac{\Phi_r}{L^2} = 0.$$

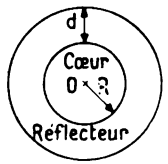


Fig. III-122

En introduisant $r\Phi$ comme fonction de r, on intègre facilement ces deux équations:

$$\Phi_c = \frac{A}{r} \sin B_m r \quad \text{(comme page 532)},$$

$$\Phi_r = \frac{B}{r} \text{sh } r/L + \frac{C}{r} \text{ch } r/L.$$

La condition $\Phi_r (R+d) = 0$ montre que:

$$\frac{C}{B} = - \text{th} \frac{R+d}{L}$$

d'où:

$$\Phi_r = \frac{A'}{r} \text{sh} \frac{R+d-r}{L}.$$

La continuité du courant à la distance R donne:

$$AD_c \left[-\frac{1}{R^2} \sin B_m R + \frac{B_m}{R} \cos B_m R \right] = A' D_r \left[-\frac{1}{R^2} \text{sh} \frac{d}{L} - \frac{1}{RL} \text{ch} \frac{d}{L} \right].$$

La continuité du flux donne:

$$A \sin B_m R = A' \text{sh} \frac{d}{L}.$$

En divisant membre à membre:

$$D_c[-1 + RB_m \operatorname{cotg} RB_m] = D_r\left[-1 - \frac{R}{L}\coth d/L\right]. \qquad (1)$$

Si la pile était nue, on aurait (p. 532): $R = \pi/B_m$.

Quand elle est munie d'un réflecteur, R est donné par l'équation (1). Supposons que la substance du modérateur soit identique à celle du réflecteur: $D_c \# D_r$ et (1) donne $\operatorname{tg} B_m R = -B_m L \operatorname{th} d/L$, d'où:

$$\pi - B_m R = \operatorname{arctg}(B_m L \operatorname{th} d/L)$$

et, comme $\pi = B_m R_0$, l'économie réalisée sur le rayon est:

$$R_0 - R = \frac{\operatorname{arctg}(B_m L \operatorname{th} d/L)}{B_m}$$

soit grossièrement:

$$R_0 - R \# L \operatorname{th} d/L.$$

X-6.3. **Réacteur cylindrique avec réflecteur.**

Des calculs analogues peuvent être menés dans le cas du réacteur cylindrique. Voici des valeurs numériques [1] concernant un réacteur dont le coeur contient de l'uranium naturel comme combustible et de l'eau lourde comme ralentisseur:

$$k_\infty = 1{,}22, \quad M^2 = 275 \text{ cm}^2, \quad B_m^2 = 8 \text{ m}^{-2}.$$

En l'absence de réflecteur:
le rayon critique est $R_c = 1$ m,
la hauteur critique est $H_c = 2{,}1$ m,
soit un volume critique de 6,6 m³.

Si l'on munit ce réacteur d'un réflecteur en graphite de 1 m d'épaisseur R_c et $H_c/2$ diminuent de 0,25 m, ce qui donne $R_c' = 0{,}75$ m et $H_c' = 1{,}6$ m, soit un volume critique de 2,8 m³ donc une économie de plus de 50% par rapport au volume critique sans réflecteur.

X-7. **Formule des quatre facteurs.**

Nous allons montrer que le facteur de multiplication k d'un réacteur à neutrons thermiques est le produit de quatre facteurs assez aisés à calculer à partir des données expérimentales.

(1) Y. GIRARD, J.-C. KOECHLIN et J.-M. MOREAU, *Industries Atomiques*, n° 8/9, 1957, p. 48.

Cas d'un coeur infini.

Considérons n neutrons rapides issus de fissions provoquées par des neutrons thermiques. Quelques-uns d'entre eux provoquent, déjà à l'état rapide, la fission de noyaux d'uranium 238. Par suite, le nombre n des neutrons rapides est augmenté légèrement et devient $n\varepsilon$, avec ε de l'ordre de 1,03. ε est appelé *facteur de fission rapide.*

Pendant un ralentissement depuis 2 MeV jusqu'à l'équilibre thermique (environ 0,025 eV), ces $n\varepsilon$ neutrons rapides vont être en partie capturés par des noyaux du modérateur et surtout par les « trappes » de résonance de ^{238}U. La probabilité qu'un de ces neutrons rapides puisse être ralenti usqu'à 0,025 eV sans être capturé est le *facteur anti-trappes p.*

Il ne reste donc à l'état thermique que $n\varepsilon p$ neutrons susceptibles de provoquer des fissions dans ^{235}U mais une partie de ces neutrons sera capturée par le modérateur, le réfrigérant, le matériel des structures ou les « poisons » formés par fission. Seule une fraction f des neutrons thermiques sera capturée par le combustible en donnant éventuellement des fissions de noyaux ^{235}U. Le nombre de neutrons thermiques capturés par le combustible est donc $n\varepsilon pf$. f est appelé *facteur d'utilisation thermique.*

Nous avons (p. 420) désigné par η *le facteur de fission thermique.* Ce facteur est égal au rapport du nombre de neutrons libérés par fission au nombre de neutrons absorbés dans le combustible (par fission ou autrement). Les $n\varepsilon pf$ neutrons capturés par le combustible produisent donc $n\varepsilon pf\eta$ nouveaux neutrons rapides.

D'après la définition même du coefficient de multiplication, nous avons:

$$\text{pour un coeur infini} \qquad k_\infty = \frac{n\varepsilon pf\eta}{n} = \varepsilon\eta pf; \tag{1}$$

c'est la « formule des quatre facteurs ».

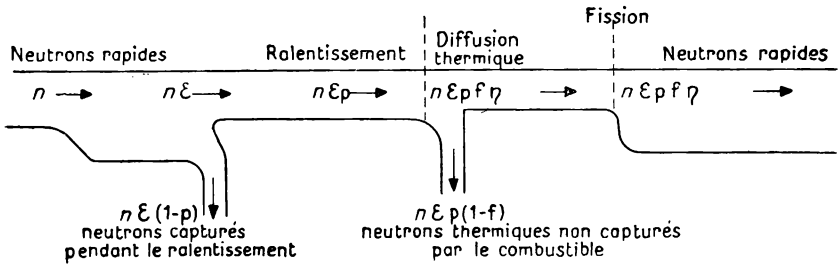


Fig. III-123

Cas d'un coeur de dimensions finies.

ε et η sont des propriétés du milieu indépendantes des dimensions du réacteur donc les mêmes qu'en milieu infini.

Par contre p et f, maxima lorsqu'aucun neutron ne fuit vers l'extérieur, c'est-à-dire en milieu infini, dépendent ici des dimensions du réacteur

Nous écrirons donc en introduisant p et f effectifs:

pour un réacteur fini $$k_{eff} = \varepsilon\eta\, p_{eff} f_{eff}, \qquad (2)$$

k_{eff} est inférieur à k_∞ car p_{eff} et f_{eff} sont inférieurs à p et à f.

Le schéma III-123 résume le raisonnement qui a conduit à la formule des quatre facteurs.

X-8. Théories à deux et plusieurs groupes.

La théorie à un groupe de neutrons que nous avons introduite page 530 est la plus simple possible. Elle consiste à remplacer les neutrons réels par des neutrons fictifs supposés nés déjà à l'état thermique. L'équation fondamentale de la diffusion (équation (1) page 530) donnerait alors pour l'état critique:

$$\Delta\Phi + \Phi\frac{k_\infty - 1}{L^2} = 0.$$

Nous avons déjà, au paragraphe cité, amélioré cette théorie pour tenir compte de la longueur de ralentissement $\sqrt{\tau}$ en remplaçant L^2 carré de la longueur de diffusion par $M^2 = L^2+\tau$, équation (2) page 530.

Nous verrons au paragraphe suivant qu'on peut tenir compte exactement de ce que le ralentissement des neutrons depuis 2 MeV jusqu'à l'énergie thermique est progressif, ce qui conduit à la théorie dite de l'âge de Fermi. Cette théorie est plus exacte que celle à un groupe, même si l'on a remplacé comme nous l'avons fait L^2 par M^2, malheureusement elle conduit en général à des calculs beaucoup plus compliqués. On est donc amené lorsqu'on ne dispose pas de calculatrice électronique à se contenter d'approximations permettant des calculs plus faciles.

On remplacera par exemple la théorie à un groupe par une théorie à deux groupes constitués l'un par les neutrons rapides, l'autre par les neutrons thermiques. Il y a alors une équation de diffusion pour chacun des deux groupes des neutrons. Soient:

Φ_1 le flux de neutrons rapides,
D_1 leur coefficient de diffusion,
$\sqrt{\tau}$ leur longueur de ralentissement,

Φ_2 le flux de neutrons thermiques,
D_2 leur coefficient de diffusion,
L leur longueur de diffusion,
Σ_a la section efficace macroscopique d'absorption.

Il disparaît par seconde $D_1\Phi_1/\tau$ neutrons rapides qui deviennent autant de neutrons thermiques. Il disparaît $\Sigma_a \Phi_2$ neutrons thermiques qui donnent, si le milieu est multiplicateur, $k_\infty \Sigma_a\Phi_2$ neutrons rapides. A l'état critique, nous avons donc pour les neutrons rapides:

$$D_1 \Delta\Phi_1 - \frac{D_1}{\tau} \Phi_1 + k_\infty \Sigma_a \Phi_2 = 0, \tag{1}$$

et pour les neutrons thermiques:

$$D_2\Delta \Phi_2 - {}_a\Sigma \Phi_2 + \frac{D_1}{\tau} \Phi_1 = 0. \tag{2}$$

La méthode la plus commode pour résoudre (1) et (2) est de chercher si des fonctions Φ_1 et Φ_2 satisfaisant à:

$$\Delta\Phi_1 + B^2\Phi_1 = 0, \tag{3}$$

$$\Delta\Phi_2 + B^2\Phi_2 = 0, \tag{4}$$

peuvent aussi satisfaire (1) et (2).

En remplaçant dans (1) et (2) $\Delta\Phi_1$ par $-B^2\Phi_1$ et $\Delta\Phi_2$ par $-B^2\Phi_2$ tirés de (3) et (4), on obtient deux équations linéaires en Φ_1 et Φ_2 dont le déterminant doit être nul pour qu'une solution autre que $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$ soit possible. Cette condition donne, en remplaçant D_2 par $L^2\ \Sigma_a$:

$$(1 + B^2\tau)\,(1 + B^2L^2) = k_\infty.$$

Comme $B^2\tau$ est petit on a sensiblement:

$$1 + B^2(L^2 + \tau) = k_\infty,$$

soit la même relation que donne la théorie à un groupe corrigée.

On peut écrire cette relation:

$$k_{eff} = k_\infty/[1 + B^2(L^2 + \tau)].$$

D'une manière plus générale, si nous avions divisé les neutrons en un grand nombre n de groupes, dont seul le dernier est thermique nous aurions:

$$\left(1 + B^2\frac{\tau}{n}\right)\left(1 + B^2\frac{\tau}{n}\right)\ldots\left(1 + B^2\frac{\tau}{n}\right)(1 + B^2L^2) = k_\infty,$$

soit, par passage à la limite si n augmente suffisamment:

$$e^{B^2\tau}\,(1 + B^2L^2) = k_\infty,$$

qui est la condition de criticalité que l'on retrouvera par la théorie de l'âge.

X-9. Théorie de l'âge, densité de ralentissement.

Pour prévoir avec précision les conditions critiques d'un réacteur ou sa marche lorsqu'il est légèrement sur ou sous-critique, on tient compte de ce que le ralentissement des neutrons rapides est progressif. C'est la théorie de l'âge de Fermi qui permettra de calculer le coefficient de multiplication effectif à partir d'autres données expérimentales.

Nous allons tout d'abord chercher comment se répartissent les neutrons en fonction de leur énergie cinétique.

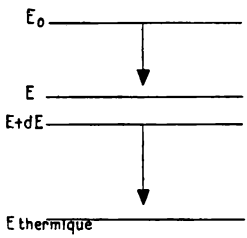


Fig. III-124

Nous considérerons le ralentissement comme un processus continu, c'est-à-dire que nous regarderons comme très élevé le nombre de chocs nécessaires pour passer de l'énergie E_0 de 2 MeV à l'énergie thermique 0,025 eV.

Nous avons introduit (p. 485 et p. 520), le paramètre de ralentissement:

$$\xi = \overline{\text{Log}\, E_1/E_2}.$$

Le nombre de chocs que subit un neutron par unité de longueur est égal à Σ_s. Celui qu'il subit pendant un temps dt lorsque sa vitesse est v est : $\Sigma_s v\, dt$.

Son énergie diminue à la suite de ces $\Sigma_s\, v\, dt$ chocs et l'on a:

$$d\,\text{Log}\,E = -\xi\Sigma_s v\, dt$$

$$\cdots$$

$$dE = -E\cdot\xi\cdot\Sigma_s v\, dt. \qquad (1)$$

Négligeons les pertes et supposons que q neutrons rapides soient produits à chaque seconde dans chaque cm³ du milieu. Ces q neutrons se ralentissent progressivement et chaque niveau d'énergie E est franchi par q neutrons/cm³·s. Pendant dt, E est franchi par $q\, dt$ neutrons. Ils occupent, en dessous de E, une bande d'énergie dont la largeur dE est donnée par (1).

On peut écrire si n est le nombre total de neutrons/cm³:

$$n = \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{dn}{dE}\, dE = -\int_{E_0}^{E_{th}} n_1(E)dE,$$

dn étant le nombre de neutrons d'énergie comprise entre E et E + dE.

Nous pouvons écrire (car dE est négatif):

$$dn = -n_1\,dE = q\,dt = q\left(-\frac{dE}{E\,\xi\,\Sigma_s v}\right)$$

ou:

$$\frac{q\,dE}{\xi E} = \Sigma_s\, v\, n_1\,dE = \Sigma_s\,\Phi_1\,dE, \tag{2}$$

en introduisant $\Phi_1(E) = \frac{d\Phi}{dE}$ pour représenter la valeur $\Phi_1\,dE$ du flux de neutrons compris entre E et E + dE.

q, appelé *densité de ralentissement en un point*, est fonction de E et des coordonnées de ce point.

$\Sigma_s\Phi_1 dE$ représente le nombre de neutrons de la bande d'énergie dE (entre E et E + dE) (dE<0) diffusés par seconde. Les chocs chassent ces neutrons hors de cette bande. Ils y sont remplacés par un nombre égal $\frac{q\,dE}{\xi E}$ de neutrons provenant des niveaux supérieurs qui diffusent dans la bande dE comme le montre l'équation (2).

Cette équation donne pour la densité de flux Φ_1:

$$\Phi_1 = \frac{q}{\xi E\,\Sigma_s} \tag{3}$$

Considérons un milieu modérateur sans fuites, ni absorption, ni naissances de neutrons rapides.

L'équation de diffusion se réduit pour la bande d'énergie dE à:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = D\cdot\Delta\Phi_1$$

ou:

$$\frac{1}{Dv}\frac{\partial\Phi_1}{\partial t} = \Delta\Phi_1$$

ou, avec l'aide de (3):

$$\frac{1}{Dv}\frac{\partial q}{\partial t} = \Delta q\,.$$

Nous allons remplacer la variable temps t par la variable énergie E et écrire en tirant de (1) la valeur de $\partial E/\partial t$:

$$\frac{1}{Dv}\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{Dv}\frac{\partial q}{\partial E}\cdot\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial E}(-E\,\xi\,\Sigma_s v)\cdot\frac{1}{Dv}.$$

Nous avons donc:

$$\Delta q = -\frac{E\xi\Sigma_s}{D}\frac{\partial q}{\partial E}.$$

On introduit avantageusement à la place de l'énergie cinétique E une nouvelle variable τ définie par:

$$d\tau = -\frac{D\,dE}{E\xi\Sigma_s}, \tag{4}$$

ce qui donne:

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau}; \tag{5}$$

la variable τ définie par (4), ou:

$$\tau(E) = -\int_{E_0}^{E}\frac{D}{\xi\Sigma_s}\frac{dE}{E}, \tag{6}$$

est appelée « âge de Fermi » et l'équation (5) « équation de l'âge ». Si l'on ne tient pas compte de la variation de Σ_s avec E, on a:

$$\tau(E) = \frac{D}{\xi\Sigma_s}\cdot \mathrm{Log}\, E_0/E.$$

Malgré son nom, ([1]) τ n'a pas la dimension d'un temps, mais celle de $\frac{D}{\Sigma_s} = \frac{\lambda_{tr}\lambda_s}{3}$ donc celle du carré d'une longueur.

X-10. Signification physique de l'« âge » τ.

X-10.1. Etalement des énergies.

Considérons une source ponctuelle émettant S neutrons monoénergétiques par seconde, $q(r, \tau)$ satisfait d'après (5) à:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial q}{\partial r} = \frac{\partial q}{\partial \tau}$$

dont la solution satisfaisant à:

$$\int_{r=0}^{r=\infty} q,(r, \tau)\, 4\pi r^2\, dr = S$$

(1) Le nom d'âge vient de ce que l'équation (5) est identique à celle de la diffusion de la chaleur, $\lambda\,\Delta T = \frac{\partial T}{\partial \tau}$ où T est la température, τ le temps, λ la conductibilité calorifique.

est:

$$q(r, \tau) = S \frac{e^{-r^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}}. \qquad (7)$$

On peut tracer les courbes q (r) pour diverses valeurs de l'« âge » τ c'est-à-dire de l'énergie qu'ont les neutrons.

Ces courbes montrent qu'à mesure que les neutrons s'écartent de la source, leur énergie non seulement diminue mais s'étale par suite de la diffusion.

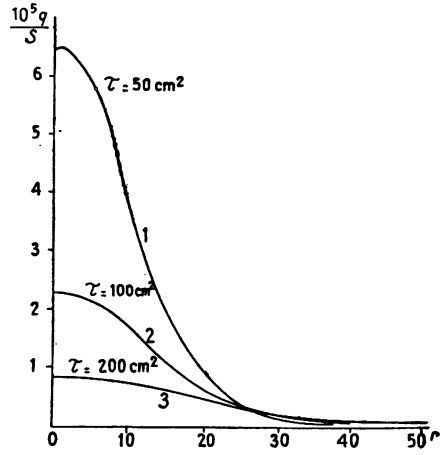


Fig. III-125

Variation de g/S en fonction de r pour trois valeurs de τ. Dans le cas où le modérateur est du graphite et où l'énergie initiale des neutrons est 2 MeV, la courbe 1 correspond à 155 000 eV, la courbe 2 à 12 000 eV, la courbe 3 à 78 eV.

X-10.2. Longueur de ralentissement L.

A partir de (7) on peut obtenir la valeur moyenne $\overline{r_r^2}$ du carré du parcours de ralentissement r_r qu'un neutron parcourt depuis le point A où il a une énergie $E_0 = 2$ MeV, jusqu'à celui, B, où son énergie est devenue E.

Le nombre de neutrons par cm³ se trouvant entre la sphère de rayon r et celle de rayon $r+dr$ est $q(r, \tau)\, dV = q(r, \tau) 4\pi r^2\, dr$, la valeur quadratique moyenne des parcours r de ralentissement de E_0 à E est, puisque τ définit E:

$$\overline{r_r^2} = \frac{\int_0^\infty r^2\, q\, dV}{\int_0^\infty q\, dV} = \frac{\int_0^\infty r^2 \cdot 4\pi r^2\, q(r, \tau)\, dr}{\int_0^\infty 4\pi r^2\, q(r, \tau)\, dr},$$

ce qui donne:

$$\overline{r_r^2} = \frac{\int_0^\infty r^4 e^{-r^2/4\tau}\, dr}{\int_0^\infty r^2 e^{-r^2/4\tau}\, dr} = 6\tau$$

ou:

$$\tau = \frac{\overline{r_r^2}}{6}. \tag{8}$$

La racine $\sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{\overline{r_r^2}}{6}}$ est donc appelée longueur de ralentissement parce que (8) la relie au parcours de ralentissement $AB = r_r$ d'un neutron depuis son énergie initiale E_0 jusqu'à l'état thermique. On voit que la relation $(\sqrt{\tau})^2 = \frac{\overline{r_r^2}}{6}$ est homologue de $L^2 = \frac{\overline{r^2}}{6}$ qui relie la longueur de diffusion (p. 529) à la moyenne quadratique des parcours $BC = r$ d'un neutron à l'état thermique.

Comme $\overline{AC^2} = \overline{AB^2} + \overline{BC^2}$ (p. 487):

$$\overline{AC^2} = \overline{r_r^2} + \overline{r^2} = 6\tau + 6L^2 = 6(\tau + L^2) = 6\,M^2,$$

en introduisant la longueur de migration M. On désigne la longueur de ralentissement par L_r, avec $L_r = \sqrt{\tau}$.

X-11. Temps de ralentissement et de diffusion.

A partir de l'équation (1) page 544, nous pouvons calculer le *temps de ralentissement* t_r des neutrons:

$$t_r = \int_{E_0}^{E_{th}} dt_r \qquad dt_r = -\frac{dE}{\xi\,\Sigma_s\,v E}$$

v s'exprime en fonction de l'énergie cinétique $E = \frac{1}{2} m v^2$ par $v = \sqrt{2E/m}$, d'où:

$$t_r = \frac{\sqrt{2m}}{\xi\,\Sigma_s}\left(\frac{1}{\sqrt{E_{th}}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}}\right), \tag{9}$$

où E_0 correspond à 2 MeV et E_{th} à 0,025 eV.

Le *temps de diffusion* t_0 est égal au quotient du libre parcours moyen d'absorption $\lambda_a = 1/\Sigma_a$ par la vitesse $\sqrt{2E_{th}/m}$ à l'état thermique.

Les valeurs de $\sqrt{\tau}$, L, M, t_r, t_0 des modérateurs usuels ont déjà été données (page 488).

X-12. Equations du réacteur avec la théorie de l'âge.

Nous avons montré (p. 527) que l'équation générale de diffusion des neutrons est:

$$D\Delta\Phi - \Phi\Sigma_a + S = \frac{1}{v}\frac{\partial\Phi}{\partial t}.$$

En régime stationnaire elle se réduit à:

$$D\Delta\Phi - \Phi\Sigma_a + S = 0. \tag{1}$$

La théorie de l'âge va nous donner maintenant l'expression de S.

L'équation (5) page 546, nous a montré que le nombre q des neutrons d'énergie E par unité de volume satisfait à:

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau}. \tag{2}$$

Supposons que le milieu modérateur ait une faible absorption. La densité de ralentissement n'a plus la valeur q mais une valeur plus faible $q^* = pq$ où p représente la probabilité qu'un neutron a d'échapper aux captures (captures qui ont surtout lieu par résonance dans ^{238}U). Cette probabilité p *est précisément le facteur anti-trappes* (v. page 541), $p(E)$ représente la probabilité qu'a un neutron d'atteindre l'énergie E à partir de l'énergie E_0 (1) sans être capturé (par une «trappe» de résonance).

On remplacera donc dans (1) S par $q^* = pq$:

$$D\Delta\Phi - \Phi\Sigma_a + pq = 0.$$

Φ et q dépendent des coordonnées x, y, z du point où on les mesure. Posons $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$.

(1) s'écrit:

$$\Delta\Phi(r) - \frac{\Sigma_a}{D}\Phi(r) + \frac{p}{D}q(\tau_{th}, r) = 0. \tag{1'}$$

(2) s'écrit:

$$\Delta q(\tau, r) = \frac{\partial q(\tau. r)}{\partial \tau}. \tag{2'}$$

(1') met en évidence que le flux Φ est celui des neutrons thermiques.

Par cm^3.s, $\Phi\Sigma_a$ neutrons thermiques sont absorbés, dont $f\Phi\Sigma_a$ par le combustible (p. 541). Le nombre de neutrons rapides produits par neutron absorbé est η mais il faut le multiplier par ε pour tenir compte des fissions produites dans ^{238}U par ces neutrons rapides. Il se crée donc $f\Phi\Sigma_a\eta\varepsilon$ neutrons rapides par seconde et nous avons:

$$q(0, r) = f\,\Phi\,\Sigma_a\eta\varepsilon,$$

puisque $\tau = 0$ correspond aux neutrons rapides.

Or nous avons vu (p. 541, équation (1)) que le facteur de multiplication infini k_∞ est égal à $\varepsilon\eta\,pf$. Donc $f\eta\varepsilon = k_\infty/p$ et:

$$q(0, r) = \Sigma_a \frac{k_\infty}{p}\Phi(r). \tag{3}$$

(1) On adopte pour E_0 la valeur 2 MeV, énergie moyenne des neutrons rapides de fission.

L'équation (3) établit une relation entre les solutions de (1') et (2'). Cherchons une solution de (2') de la forme:

$$q(\tau, r) = T(\tau)R(r), \tag{4}$$

où T soit indépendant de r et R indépendant de τ.

En substituant (4) dans (2') on obtient:

$$T(\tau)\Delta R(r) = R(r).\frac{dT(\tau)}{d\tau}$$

ou:

$$\frac{\Delta R(r)}{R(r)} = \frac{d\ \mathrm{Log}\ T}{d\tau},$$

comme les deux membres ne dépendent que d'une variable, ils ne peuvent être que constants et l'on pose:

$$\frac{\Delta R(r)}{R(r)} = -\ B^2 = \frac{d\ \mathrm{Log}\ T(\tau)}{d\tau},$$

d'où:

$$T(\tau) = A\, e^{-B^2\tau} \quad \text{et} \quad \Delta R(r) + B^2 R(r) = 0;$$

donc:

$$q\,(\tau, r) = A\ R(r)\, e^{-B^2\tau}.$$

Nous allons déterminer A grâce à la condition (3):

$$q(0, r) = A\ R(r) = \frac{\Sigma_a\, k_\infty}{p}\,\Phi(r),$$

d'où:

$$q(\tau, r) = \frac{k_\infty}{p}\,\Sigma_a\,\Phi(r)\, e^{-B^2\tau}. \tag{5}$$

Nous portons cette valeur dans (1'), ce qui donne:

$$\Delta\Phi(r) - \frac{\Sigma_a}{D}\,\Phi(r) + k_\infty \frac{\Sigma_a}{D}\,\Phi(r)\, e^{-B^2\tau_{th}} = 0$$

ou:

$$\Delta\Phi(r) + \Phi(r)\,\frac{k_\infty\, e^{-B^2\tau_{th}} - 1}{D/\Sigma_a} = 0.$$

Or la longueur de diffusion L^2 est égale à D/Σ_a (v. page 528), on a donc:

$$\Delta\Phi(r) + \Phi(r)\,\frac{k_\infty\, e^{-B^2\tau_{th}} - 1}{L^2} = 0. \tag{6}$$

Nous avons d'autre part:

$$q(\tau, r) = \mathrm{T}(\tau)\, R(r) = A\, \mathrm{e}^{-\mathrm{B}^2\tau}\, R(r),$$

avec:

$$\Delta R(r) + \mathrm{B}^2\, R(r) = 0, \tag{7}$$

$\Phi(r)$ et $q(\tau, r)$ doivent être nuls sur la même surface extrapolée, il en est de même de $\Phi(r)$ et $R(r)$ donc les deux équations de Helmholtz (6) et (7) doivent avoir mêmes valeurs propres. Ceci exige:

$$\frac{\mathrm{k}_\infty\, \mathrm{e}^{-\mathrm{B}^2\tau_{th}} - 1}{\mathrm{L}^2} = \mathrm{B}^2. \tag{8}$$

(6) s'écrit alors:

$$\Delta\Phi + \mathrm{B}^2\, \Phi = 0;$$

(8) est la condition de criticalité du réacteur.

On peut l'écrire encore:

$$\mathrm{k}_\infty\, \mathrm{e}^{-\mathrm{B}^2\tau_{th}} = 1 + \mathrm{B}^2\mathrm{L}^2$$

ou:

$$\frac{\mathrm{k}_\infty\, \mathrm{e}^{-\mathrm{B}^2\tau_{th}}}{1 + \mathrm{B}^2\mathrm{L}^2} = 1, \tag{9}$$

que l'on interprète en considérant $\dfrac{\mathrm{k}_\infty\, \mathrm{e}^{-\mathrm{B}^2\tau_{th}}}{1 + \mathrm{B}^2\, \mathrm{L}^2}$ comme le facteur de multiplication effectif k_{eff} du réacteur.

La condition de criticalité s'écrit alors simplement:

$$\mathrm{k}_{eff} = 1.$$

Nous avions précédemment (équation (3) page 531) écrit l'équation de Helmholtz:

$$\Delta\Phi + \Phi\, \frac{\mathrm{k}_\infty - 1}{\mathrm{M}^2} = 0,$$

avec la condition de criticalité

$$\mathrm{B}^2 = \frac{\mathrm{k}_\infty - 1}{\mathrm{M}^2}.$$

Le calcul fait au moyen de la théorie de l'âge est plus exact parce qu'il a tenu mieux compte de la diffusion pendant le ralentissement.

La théorie de l'âge donne:

$$\mathrm{k}_\infty = (1 + \mathrm{B}^2\mathrm{L}^2)\, \mathrm{e}^{\mathrm{B}^2\tau_{th}}.$$

Le premier calcul donnait: $k_\infty = 1 + B^2M^2$.

Dans le cas d'un réacteur de grandes dimensions, B est petit et:

$e^{B^2\tau_{th}} \# 1 + B^2\tau_{th}$, d'où $k_\infty = (1 + B^2L^2)(1 + B^2\tau_{th}) \# 1 + B^2(L^2 + \tau_{th})$;

comme $M^2 = L^2 + \tau_{th}$, on retrouve bien la première approximation.

X-13. Interprétation de la condition de criticalité. Probabilité de non-fuite.

Si un réacteur était de dimensions infinies, le régime critique serait assuré si à chaque neutron absorbé correspondait en moyenne un neutron par fission: $k_\infty = 1$.

Pour un réacteur de dimensions finies la condition de criticalité:

$$k_{eff} = 1$$

montre en divisant par l'équation (9) page 551 que:

$$k_{eff} = k_\infty e^{-B^2\tau_{th}}/(1 + B^2L^2)$$

On a donc:

$$\frac{e^{-B^2\tau_{th}}}{1 + B^2L^2} = \frac{k_{eff}}{k_\infty} = \frac{\varepsilon\eta\, p_{eff} \cdot f_{eff}}{\varepsilon\eta\, p \cdot f} = \frac{p_{eff}}{p} \cdot \frac{f_{eff}}{f}. \qquad (1)$$

La densité de ralentissement est (équation (5) du paragraphe précédent) pour les neutrons devenus thermiques:

$$q(\tau_{th}, r) = \frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \Phi(r)\, e^{-B^2\tau_{th}};$$

pour les neutrons encore à l'état rapide:

$$q(0, r) = \frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \Phi(r).$$

S'il n'y avait pas de fuites on aurait $q(\tau_{th}, r) = q(0, r)$; le rapport:

$$q(\tau_{th}, r)/q(0, r) = e^{-B^2\tau_{th}}$$

est donc la *probabilité de non-fuite pendant le ralentissement* (1).

On a donc pendant le ralentissement:

$$\frac{p_{eff}}{p} = e^{-B^2\tau_{th}} = \text{probabilité de non-fuite pendant le ralentissement.} \qquad (2)$$

Cette relation permet de calculer la probabilité anti-trappe effective d'un réacteur fini en fonction de celle du réacteur infini, à condition de connaître B^2 et τ_{th}.

(1) On appelle aussi $e^{-B^2\tau_{th}}$ facteur de fuite des neutrons rapides.

A l'état thermique, le nombre des neutrons qui sortent par seconde de l'unité de volume est $-\ D\Delta\Phi$ (page 526), ou (comme $\Delta\Phi + B^2\Phi = 0$) $DB^2\Phi$. Le nombre de neutrons thermiques absorbés par cm³.s est $\Sigma_a\Phi$. Le rapport:

$$\frac{\text{sorties par diffusion}}{\text{pertes par absorption}} = \frac{DB^2\Phi}{\Sigma_a\Phi} = \frac{D}{\Sigma_a}B^2 = L^2B^2,$$

puisque la longueur de diffusion L est égale à $\sqrt{D/\Sigma_a}$ (p. 528).

Donc le rapport, $\dfrac{1}{1+B^2L^2} = \dfrac{\text{pertes par absorption}}{\text{pertes par absorption} + \text{fuites par diffusion}}$

ce qui montre que $\dfrac{1}{1+B^2L^2}$ est la probabilité pour un neutron thermique d'être absorbé dans le réacteur. C'est donc la probabilité de non-fuite d'un neutron pendant son parcours à l'état thermique (1).

$$\frac{1}{1+B^2L^2} = \frac{f_{eff}}{f} = \text{probabilité de non-fuite des neutrons thermiques.} \qquad (3)$$

Les équations (1) (2) (3) montrent que si B^2, L^2, τ sont connus on peut calculer k_{eff} en fonction de k_∞. Il restera à calculer k_∞ par la formule des 4 facteurs (voir p. 540) pour pouvoir écrire la condition de criticalité:

$$k_{eff} = 1 \quad \text{ou} \quad \frac{k_\infty e^{-B^2\tau_{th}}}{1+B^2L^2} = 1 \quad \text{avec} \quad k_\infty = \varepsilon\eta\, pf.$$

Ceci donne en première approximation:

$$k_{eff} = \frac{k_\infty}{1+B^2(L^2+\tau)}.$$

X-14. Calcul de k_∞.

La formule des quatre facteurs $k_\infty = \varepsilon\eta pf$ va nous permettre de trouver la valeur de k_∞, facilement pour un réacteur homogène, beaucoup plus laborieusement pour un réacteur hétérogène.

X-14.1. Calcul du facteur de fission rapide ε.

Lorsque leur énergie cinétique dépasse 1,1 MeV, les neutrons peuvent produire la fission du noyau $^{238}_{92}U$. Par suite, le nombre total des neutrons produits par fission est la somme du nombre des neutrons dus à la fission de

(1) On appelle aussi $1/(1+B^2L^2)$ facteur de fuite des neutrons thermiques.

^{235}U par les neutrons thermiques et du nombre de ceux dus à la fission de ^{235}U et surtout de ^{238}U (plus abondant dans U naturel) par les neutrons rapides. Nous avons par définition du facteur de fission rapide:

$$\varepsilon = \frac{\text{nombre des neutrons issus de toutes les fissions}}{\text{nombre de neutrons issus de fissions thermiques}}.$$

Nous nous limiterons au cas de l'uranium naturel.

L'uranium naturel présente aux neutrons rapides:

— une section efficace microscopique de collision $\sigma = 4{,}3$ barns qui est la somme de:

— une section efficace de diffusion élastique (1): $\sigma_e = 1{,}5$ barn,
— une section efficace de diffusion inélastique (2): $\sigma_i = 2{,}47$ barns,
— une section efficace de fission: $\sigma_f = 0{,}29$ barn,
— une section efficace de capture sans fission: $\sigma_c = 0{,}04$ barn.

La collision avec fission libère $\nu = 2{,}55$ neutrons.

On peut montrer (3) que si P est la probabilité pour qu'un neutron rapide subisse une collision avant de s'échapper du combustible:

$$\varepsilon - 1 = \frac{(\sigma_f \nu - \sigma_f - \sigma_c)P}{\sigma - (\sigma_f \nu + \sigma_e)P} = \frac{0{,}0952\ P}{1 - 0{,}521\ P};$$

P dépend de la forme (plaque, cylindre, sphère, mélange homogène avec le modérateur) sous laquelle se présente le combustible nucléaire (3) (4).

Pour le rayon très fréquent $a = 1{,}25$ cm, $\varepsilon = 1{,}032$.

Dans un réacteur homogène, P est très voisin de zéro et ε *très voisin de* 1.

X-14.1.1. ***Coefficient de multiplication rapide.*** — On peut se demander, si en lui donnant un volume suffisant, un réacteur à l'uranium naturel pourrait devenir critique sans modérateur. Comme ^{238}U absorbe énergiquement les neutrons thermiques, seuls les neutrons rapides sont à considérer. Appelons x la probabilité qu'a un neutron rapide d'être absorbé en provoquant une fission à l'état rapide, sa probabilité totale d'être absorbé est $x\ \sigma_a/\sigma_f$ (où $\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c$). Le nombre de neutrons rapides qu'il crée par fission est νx, le gain de neutrons par neutron est:

$$\nu x - x\sigma_a/\sigma_f = x(\nu - \sigma_a/\sigma_f).$$

Ceci est également $\varepsilon - 1$; on a donc:

$$x = (\varepsilon - 1)/(\nu - \sigma_a/\sigma_f).$$

(1) A la suite d'un choc élastique le neutron peut encore subir une collision avant de quitter l'uranium.
(2) A la suite d'un choc inélastique l'énergie est tombée au-dessous du seuil de fission.
(3) R. L. MURRAY, *Nuclear Reactor Physics*, p. 96, éditeur Prentice-Hall, Englewood Cliffs, U.S.A., 1957.
(4) C. F. BONILLA, *Nuclear Engineering*, p. 206, Mc Graw-Hill, New-York, 1957.

Le neutron initial était dû à $1/\nu$ neutrons, le *coefficient de multiplication rapide* est (1):

$$k_{\infty \text{ rapide}} = \frac{(\varepsilon - 1)/(\nu - \sigma_a/\sigma_f)}{1/\nu}.$$

Pour de l'uranium massif de grandes dimensions, $P = 1$ et $\varepsilon - 1$ atteint sa valeur maxima $0{,}0952/(1-0{,}521) = 0{,}20$. Pour les neutrons rapides $\nu = 2{,}55$, $\sigma_a/\sigma_f = 0{,}33/0{,}29$, on en déduit:

$$k_{\infty \text{ rapide}} = \frac{0{,}2/(2{,}55 - 1{,}14)}{1/2{,}55} = 0{,}36;$$

il est donc impossible de constituer sans modérateur un réacteur avec de l'uranium naturel massif.

X-14.2. **Probabilité anti-trappes** *p*.

Un neutron ralenti depuis E_0 (en moyenne 2 MeV) jusqu'à l'énergie thermique E_{th} (0,025 eV) subit des chocs dont on calculerait le nombre à l'aide du paramètre de ralentissement $\xi = \overline{\text{Log } E_1/E_2}$, E_1 et E_2 désignant l'énergie cinétique avant et après un choc.

Supposons les chocs assez nombreux, nous pouvons écrire:

$$\xi = \text{Log}\,\frac{E_2 + \delta}{E_2} \# \frac{\delta}{E_2}.$$

Un choc diminue de δ l'énergie E. Pendant qu'un neutron traverse un intervalle d'énergie ΔE autour de l'énergie E, le nombre de chocs qu'il subit est donc:

$$\frac{\Delta E}{\delta} = \frac{\Delta E}{\xi E}.$$

La probabilité qu'un neutron a d'être absorbé pendant un choc est le rapport:

$$\frac{\text{chocs avec absorption}}{\text{chocs avec absorption} + \text{chocs avec diffusion}} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}.$$

La probabilité qu'un neutron soit absorbé en franchissant l'énergie ΔE est donc:

$$\frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{\Delta E}{\xi E}.$$

(1) La formule des quatre facteurs n'est pas applicable ici, car elle concerne les réacteurs à neutrons thermiques.

La probabilité qu'un neutron ne soit pas absorbé en franchissant ΔE est donc:

$$1 - \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{\Delta E}{\xi E},$$

qu'on peut considérer, en choisissant $\Delta E/E$ assez petit, comme égale à:

$$p_i = e^{-\frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}\frac{\Delta E}{\xi E}}.$$

La probabilité p pour qu'un neutron franchisse sans être absorbé tout l'intervalle de E_0 à E_{th} est le produit des probabilités p_i de chaque intervalle $\Delta E = (E_0 - E_{th})/n$:

$$p = p_0 . p_1 . p_2 \cdots p_i \cdots p_n;$$

il faut donc additionner les exposants de l'exponentielle:

$$p = e^{-\int_{E_{th}}^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}\frac{dE}{\xi E}}.$$

Comme c'est surtout l'uranium 238 qui est absorbant et non pas le modérateur, $\Sigma_a \# N_{238}\sigma_{a238}$. Comme cette absorption a lieu surtout dans le domaine des résonances, de 300 eV à 5 eV, on peut considérer que Σ_s reste constant et écrire:

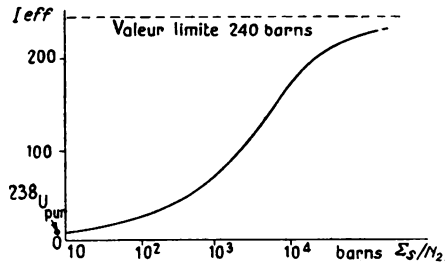


Fig. III-126

$$p = e^{-\frac{N_{238}}{\xi \Sigma_s} I_{eff}}$$

avec:

$$I_{eff} = \int_{E_{th}}^{E_0} \sigma_{a\,238} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a + \Sigma_s} \frac{dE}{E},$$

I_{eff} est appelé *intégrale effective*. On peut l'écrire aussi:

$$I_{eff} = \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{\sigma_{a238}}{1 + N_{238}\sigma_{a238}/\Sigma_s} \frac{dE}{E}.$$

Σ_s est la section efficace de diffusion du mélange, supposé homogène, de modérateur et de combustible.

Une étude expérimentale de I_{eff} en fonction de Σ_s/N_{238} faite par Mitchell montre que I_{eff} croît avec la dilution et tend vers 240 barns pour une dilution infinie.

Lorsque Σ_s/N_{238} est compris entre 10 et 1000 barns, on a sensiblement (1):

$$I_{eff} = 3{,}85 \left(\frac{\Sigma_s}{N_{238}}\right)^{0{,}415}$$

et

$$p = e^{-\frac{3{,}85}{\xi}\left(\frac{N_{238}}{\Sigma_s}\right)^{0{,}585}}.$$

Quand le combustible est très dilué, on a:

$$p \# e^{-\frac{N_{238}}{\xi\Sigma_s} \cdot 240}.$$

L'une ou l'autre de ces expressions approchées montre que p croît quand N_{238} diminue c'est-à-dire quand on dilue le combustible et est égal à 1 pour une dilution infinie.

La valeur asymptotique de l'intégrale effective est appelée intégrale de résonance. Pour l'uranium 238 très dilué, elle est 240 barns, tandis qu'au contraire, l'intégrale effective de l'uranium 238 pur n'est que 9,25 barns.

X-14.3. **Facteur d'utilisation thermique** *f*.

Par définition le facteur d'utilisation thermique f désigne la proportion des neutrons thermiques qui est absorbée dans l'uranium.

Lorsque le réacteur est homogène, on a simplement:

$$f = \frac{N_{235}\,\sigma_{a235} + N_{238}\,\sigma_{a238}}{N_{235}\,\sigma_{a235} + N_{238}\,\sigma_{a238} + N_m \sigma_{a_m}}, \qquad (1)$$

N_m étant le nombre de noyaux du modérateur par cm³ et σ_{a_m} la section efficace d'absorption du modérateur. Si ce modérateur comprend plusieurs sortes de noyaux, il faut prendre pour $N_m\sigma_{a_m}$ la somme de tels produits pour chacune des sortes de noyaux.

L'expression (1) montre que f croît et tend vers l'unité avec la concentration en uranium.

X-14.4. **Facteur de fission thermique** η.

Ce facteur (v. pages 420 et 541), défini par:

$$\eta = \frac{\text{nombre de neutrons produits par fission}}{\text{nombre total des neutrons absorbés par le combustible}},$$

η est une caractéristique du combustible nucléaire employé.

(1) Σ_S/N_{238} est évalué en barns par atome.

Si une fission libère ν neutrons et que la section efficace macroscopique de fission du combustible soit Σ_f (avec $\Sigma_f = N_{235}.\sigma_{f235}$), que la section efficace macroscopique totale d'absorption de U-235 (par fission et par capture) soit $\Sigma_{a235} = N_{235}\,(\sigma_{c235}+\sigma_{f235})$, et que celle de U-238 soit Σ_{a238}, celle des impuretés éventuelles Σ_{ai}, nous avons:

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a235} + \Sigma_{a238} + \Sigma_{ai}} .$$

En général Σ_{ai} est négligeable et l'on a simplement:

$$\eta_\infty = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a235} + \Sigma_{a238}} .$$

Pour les neutrons thermiques à 20°C (2200 m/s) on a:

$$\sigma_{f235} = 508 \text{ barns}, \quad \sigma_{c235} = 93 \text{ barns}, \quad \sigma_{c238} = 2{,}45 \text{ barns} \quad \nu = 2{,}5,$$

d'où pour l'uranium naturel, où $N_{238} = 140\,N_{235}$, $\eta = 1{,}34$, et pour l'uranium enrichi la courbe (concentration, η) donnée fig. III-87, où l'on remarque que même un faible enrichissement est très avantageux par l'augmentation de η qu'il produit.

X-14.5. Variation de k_∞ avec la concentration en combustible et avec l'enrichissement en ^{235}U.

Nous pouvons calculer k_∞ par la formule des quatre facteurs:

$$k_\infty = \varepsilon \eta p f.$$

Lorsque la concentration en combustible croît à partir de zéro, η reste constant, ε croît très légèrement. Ce sont p et f qui déterminent la variation de k_∞.

Que l'on adopte l'expression exacte:

$$p = e^{-\frac{N_{238}}{\xi\,\Sigma_s} I_{eff}}$$

ou l'expression approchée:

$$p = e^{-\frac{3{,}85}{\xi}\left(\frac{N_{238}}{\Sigma_s}\right)^{0{,}585}}$$

on voit que p décroît à partir de 1 quand la concentration en combustible, donc N_{238}, croît.

Par contre, l'expression (1) de f donnée p. 557 montre que f croît de 0 à 1 quand la concentration en combustible croît. Comme f et p varient en sens inverses, leur produit et par suite k_∞ passent par un maximum

pour une certaine concentration en combustible. Ce maximum est d'autant plus élevé et a lieu pour une concentration en combustible d'autant plus faible que ce combustible est plus enrichi en ^{235}U.

Pour divers modérateurs le calcul de k_∞ a été effectué en fonction de N_u/N_m nombre d'atomes de combustible par atome de modérateur pour divers enrichissements x en ^{235}U. Les résultats sont représentés (1) sous forme de courbes $k_\infty = f(N_u/N_m)_{x=Cte}$.

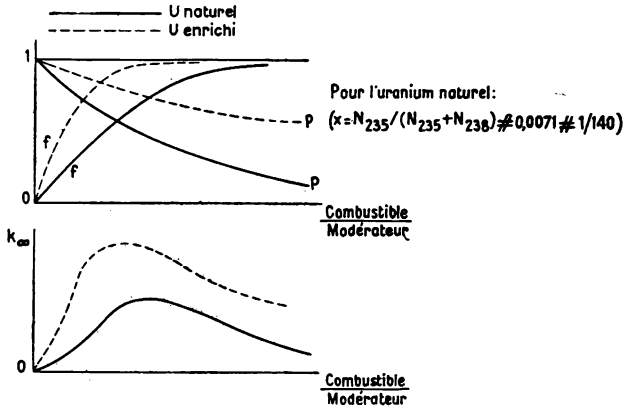


Fig. III-127

Ces courbes montrent que l'on a pour l'uranium naturel:

avec comme modérateur:	H_2O	D_2O	Be	BeO	C
k_∞ maximum =	0,79	1,08	0,78	0,81	0,79

Donc seule l'eau lourde permet éventuellement de construire un réacteur *homogène* à l'uranium naturel.

Avec les autres modérateurs pour qu'un réacteur puisse diverger, il est donc nécessaire soit d'enrichir le combustible en ^{235}U soit de construire un réacteur *hétérogène*.

Si l'on tient à réaliser un réacteur homogène, le nombre x des atomes d'uranium 235 par atome de combustible doit dépasser les valeurs ci-dessous:

modérateur	x minimum
H_2O	1,2%
Be	1,25%
BeO	1,12%
C	1,11%

(1) *Cours de Génie Atomique*, T. III, *Neutronique* par G. VENDRYES, p. 87-91, éditeur C.E.N. de Saclay 1957.

L'effet de l'enrichissement est surtout une augmentation très rapide de η avec x, et accessoirement une augmentation de p due à la diminution du nombre des noyaux de ^{238}U (à rapport constant combustible/modérateur).

Les nombres précédents montrent qu'un faible enrichissement, inférieur au double de la teneur naturelle en ^{235}U, permettrait d'obtenir un k_∞ supérieur à 1 à condition de bien choisir le rapport combustible/modérateur. Naturellement, pour tenir compte de ce que k_{eff} est inférieur à k_∞ à cause des fuites, on devrait enrichir davantage le combustible pour ne pas être trop strict sur l'économie des neutrons et ne pas être obligé de le recycler trop souvent.

La construction d'un réacteur sous forme hétérogène procure surtout une augmentation considérable du facteur anti-trappes lorsque le combustible est concentré sous forme de barres et non dispersé dans le modérateur. Ainsi, on est plus près d'un fonctionnement idéal où les neutrons rapides issus de fission entrent aussitôt dans le modérateur, s'y ralentissent et ne retournent au combustible que lorsque leur énergie est tombée au-dessous de la région des trappes de ^{238}U.

X-15. **Calcul de B_m.**

Nous avons vu (p. 553 à 558), comment calculer ε, η, p, f, donc le facteur de multiplication infini:

$$k_\infty = \varepsilon \eta p f$$

d'un réacteur homogène.

Nous verrons (p. 563 à 570) comment calculer le k_∞ d'un réacteur hétérogène et (p. 571 et p. 570) comment calculer en ce cas L^2 et τ.

Il nous est maintenant possible de calculer le «laplacien matière» B_m. La théorie à un groupe de neutrons donne sous sa forme la plus simple:

$$B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2},$$

et sous sa forme améliorée (p. 531):

$$B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2 + \tau}. \tag{1}$$

La théorie à deux groupes mène à l'équation bicarrée en B_m^2 (p. 543):

$$(1 + B_m^2 L^2)(1 + B_m^2 \tau) - k_\infty = 0, \tag{2}$$

dont seule la racine positive convient pour B_m^2.

La théorie de l'âge, plus précise que les précédentes, conduit (équation (9) p. 551) à l'équation transcendante en B_m:

$$k_\infty - e^{B_m^2 \tau}(1 + B_m^2 L^2) = 0. \tag{3}$$

Pour obtenir B_m à partir de cette équation, on posera $B_m^2 \tau = x$ et $L^2/\tau = n$:

$$k_\infty - e^x (1 + x n) = 0. \tag{4}$$

Miles et Soddak ont donné un abaque à points alignés qui fournit x en fonction de k_∞ et de n.

On peut remarquer que dans le plan k_∞-0-n, l'équation (4) représente une famille de droites dépendant du paramètre x. La figure ci-dessous permet ainsi de trouver x à partir de k_∞ et de n, donc $B_m\tau$ en fonction de k_∞ et L^2/τ.

Lorsque k_∞ est très voisin de 1, (4) donne sensiblement:

$$x = \frac{k_\infty - 1}{n + 1} \tag{5}$$

c'est-à-dire redonne l'expression (1). Les expressions approchées (5) ou (1) sont alors plus précises qu'une lecture sur le graphique.

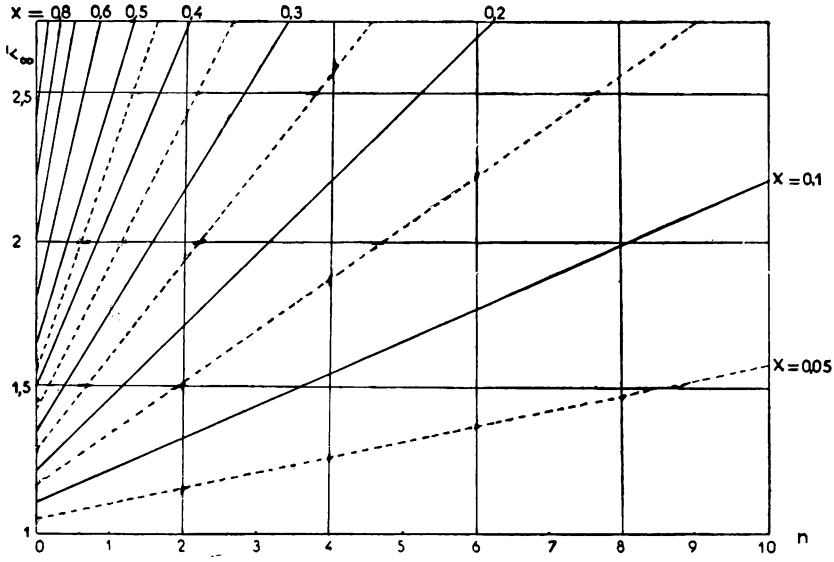


Fig. III-128

B_∞ étant connu à partir de k_∞, L et τ, le laplacien géométrique B_g, qui lui est égal, l'est aussi. Ceci permet alors de calculer les dimensions critiques d'un réacteur homogène de forme donnée (voir p. 532 à p. 540).

CHAPITRE XI

THÉORIE APPROCHÉE DU RÉACTEUR HÉTÉROGÈNE

XI-1. Réacteur hétérogène.

La plupart des réacteurs actuellement en service sont des réacteurs hétérogènes où l'uranium, enrichi ou non, est sous forme de barres, tubes ou plaques.

Si le combustible est de l'uranium naturel et que le modérateur ne soit pas de l'eau lourde, un réacteur homogène ne diverge pas. On est donc obligé (p. 559) de rassembler le combustible en réalisant un réacteur hétérogène. Chez un réacteur à uranium enrichi, les pertes en neutrons par résonance dans U-238 sont également beaucoup plus faibles si le combustible n'est pas réparti d'une manière homogène mais réuni en blocs massifs. En effet, l'absorption par U-238 est si élevée qu'elle a lieu dans une couche mince de l'ordre du mm tandis que les captures avec fission dans U-235 se font dans toute la masse, le rapport volume/surface est donc beaucoup plus grand quand le combustible est en barres ou plaques que s'il est disséminé dans le modérateur.

Pour un réacteur hétérogène, comme pour un réacteur homogène, le problème fondamental est de trouver les dimensions critiques correspondant à un combustible donné, ou l'enrichissement à employer pour que le réacteur soit critique avec des dimensions données.

La condition de criticalité: $k_{eff} = 1$ reste encore:

$$\frac{k_\infty e^{-B^2\tau}}{1 + L^2 B^2} = 1 \qquad (1)$$

k_∞ est encore donné par la formule des 4 facteurs à condition de tenir compte de la disposition géométrique interne du réacteur, τ et L sont calculables, l'équation (1) donne donc le « laplacien matière » B ou le « buckling » B^2. Avec un combustible donné, une fois B déterminé, on calculera les dimensions à donner au réacteur pour qu'il puisse devenir critique, de la même manière qu'aux p. 532 à 540.

Dans tous les calculs, que ce soit celui de k_∞ ou ensuite celui de B par (1), ou celui des dimensions critiques, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sont faites. Il en résulte qu'un contrôle expérimental préalable est nécessaire (voir p. 574, expérience exponentielle et p. 576, expérience sous-critique).

XI-2. **Calcul de k_∞.**

Nous supposerons le combustible en plaques ou barres toutes parallèles entre elles disposées à intervalles réguliers aux noeuds d'un réseau à deux dimensions s'étendant jusqu'à l'infini. Une première approximation consiste à supposer infinie la longueur des barres.

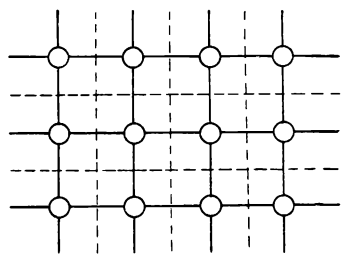


Fig. III-129

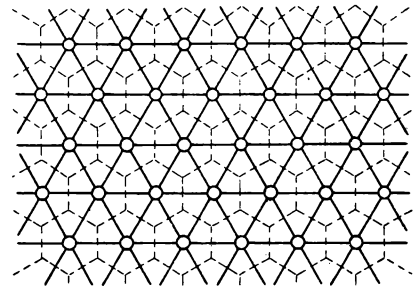


Fig. III-130

On peut considérer le coeur du réacteur comme constitué par la juxtaposition de cellules élémentaires cylindriques toutes identiques, formées par une barre entourée de modérateur.

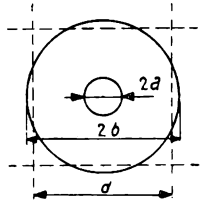


Fig. III-131
Réseau à maille carrée
$b = d/\sqrt{\pi} = 0{,}5642\ d.$

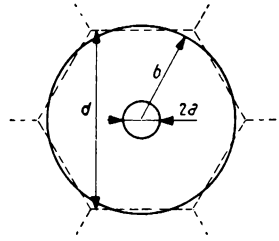


Fig. III-132
Réseau à maille hexagonale
$b = d\sqrt{\sqrt{3}/2\pi} = 0{,}5254\ d.$

Le rayon, b, de ces cellules est défini par la condition que la section droite πb^2 d'une cellule cylindrique ait même surface que la cellule polygonale élémentaire dessinée en pointillé (fig. III-131 et fig. III-132). La valeur trouvée pour b ne dépend donc pas du rayon, a, d'une barre combustible.

La paroi cylindrique d'une cellule doit être considérée comme parfaitement réfléchissante aux neutrons, puisque dans un réacteur hétérogène infini, un élément reçoit de ses voisins autant de neutrons qu'il leur en envoie.

La formule des quatre facteurs:

$$k_\infty = \varepsilon \eta p f$$

est également applicable à un réacteur hétérogène.

XI-2.1. **Facteur de fission rapide ε.**

Le facteur de fission rapide ε est (1) de la forme

$$\varepsilon = 1 + 0{,}0952P/(1 - 0{,}521P)$$

en appelant P la probabilité qu'a un neutron rapide de subir une collision dans le combustible avant de s'en échapper. Nous avons déjà indiqué

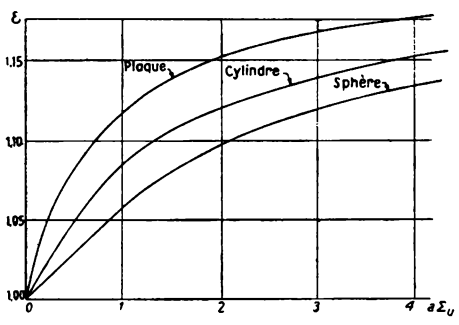


Fig. III-133

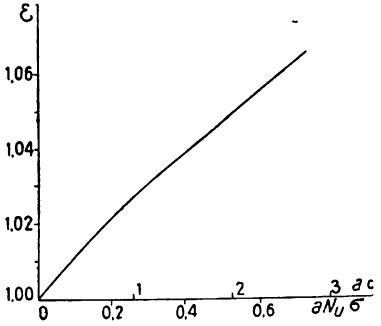


Fig. III-134

page 554 la variation de ε avec le rayon des barres dans un réacteur hétérogène à uranium naturel.

Nous donnons (fig. III-133), la valeur de ε en fonction de $a\Sigma_u$, pour différentes formes des éléments de combustible, calculées à partir des valeurs de P indiquées par Murray (2).

(1) Voir page 554.

(2) R.L. MURRAY, *Nuclear reactor physics*, p. 96, Prentice Hall Englewood Cliffs, U.S.A., 1957.

Les éléments de combustible sont supposés très distants les uns des autres. Σ_u désigne la section macroscopique totale de collision dans le combustible.

Les courbes se rapportent à des plaques de combustible d'épaisseur $2a$, des cylindres ou des sphères de rayon a.

Avec les valeurs usuelles de a, ε est généralement compris entre 1,03 et 1,05, le plus souvent voisin de 1,03.

La Fig. III-134 représente ε en fonction de $aN_u\sigma = a\Sigma$ (Σ section macroscopique totale de collision N_u nombre de noyaux d'uranium par cm^3), ou de a pour un réacteur à uranium naturel en barres cylindriques de rayon a supposées écartées les unes des autres de distances très supérieures à a.

XI-2.2. **Facteur de fission thermique** η.

D'après sa définition même (v. page 420) le facteur de fission thermique, η, est une propriété caractéristique du combustible. Il est donc le même pour un réacteur hétérogène que pour un réacteur homogène.

XI-2.3. **Facteur d'utilisation thermique** f.

Ce facteur est défini par:

$$f = \frac{\text{nombre des neutrons absorbés dans le combustible}}{\text{nombre total de neutrons absorbés dans le combustible et dans le modérateur}}.$$

Pour simplifier nous allons supposer qu'une cellule ne comprend que de l'uranium entouré par le modérateur, mais comme il y a les gaines du combustible, les intervalles d'air, la substance réfrigérante et ses canalisations, on tiendra compte de tous ces éléments en attribuant au modérateur, supposé homogène, une section efficace moyenne d'absorption:

$$\Sigma_c = \frac{\Sigma_1 V_1 + \Sigma_2 V_2 + \Sigma_3 V_3 + \ldots}{V_1 + V_2 + V_3 + \ldots} \qquad (1)$$

l'indice 1 correspondant au modérateur lui-même,
„ 2 „ au gainage du combustible,
„ 3 „ aux intervalles d'air,
„ 4 „ au réfrigérant,
etc.

$V_1, V_2 \ldots$ désignant les volumes de ces différents éléments dont le volume total est $V_m = V_1 + V_2 + \ldots$

On introduit avantageusement pour les calculs l'*absorption compétitive*:

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{\text{nombre des neutrons absorbés dans le modérateur}}{\text{nombre des neutrons absorbés dans le combustible}}$$

ou

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{\int_{V_m} \Sigma_c \Phi(r)\, dV}{\int_{V_u} \Sigma_a \Phi(r)\, dV}. \tag{2}$$

Σ_a étant la section macroscopique d'absorption dans l'uranium, somme de la section efficace de fission et de la section efficace de capture sans fission.

L'expression (2) de l'absorption compétitive $\frac{1}{f} - 1$ montre qu'il est nécessaire de connaître la répartition du flux neutronique $\Phi(r)$ en fonction de la distance à l'axe de la cellule.

Le calcul de $\Phi(r)$ dans l'uranium et dans le modérateur (que nous avons ici remplacé par un modérateur homogène fictif) se fait par la théorie de la diffusion. La théorie de l'âge conduisant à une complication trop grande, on se contente de la théorie à deux groupes. Pour les neutrons thermiques cette théorie donne (équation (2) p. 543):

$$\begin{cases} \text{pour le modérateur} & D_m \Delta\Phi_m - \Sigma_c \Phi_m + Q = 0 \quad (3) \\ \text{pour le combustible} & D_u \Delta \Phi_u - \Sigma_a \Phi_u = 0 \quad (4) \end{cases}$$

Q désignant le nombre de neutrons thermiques qui apparaissent par cm^3 et par seconde dans le modérateur par ralentissement des neutrons rapides.

Ces équations obéissent aux trois conditions suivantes:

1° $$\Phi_m(a) = \Phi_u(a) \tag{5}$$

exprimant l'égalité des flux à la surface de séparation combustible/modérateur.

2° $$D_m \left(\frac{d\Phi_m}{dr}\right)_{r=a} = D_u \left(\frac{d\Phi_u}{dr}\right)_{r=a} \tag{6}$$

exprimant l'égalité des courants à travers cette même surface.

3° $$\left(\frac{d\Phi_m(r)}{dr}\right)_{r=b} = 0 \tag{7}$$

à la limite extérieure de la cellule. Cette condition exprime que le courant neutronique de diffusion

$$\vec{J} = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\overrightarrow{\text{grad}\,\Phi}$$

(équation (2) page 524) est nul à la limite de la cellule parce qu'elle envoie (par cm², à chaque seconde) autant de neutrons à ses voisines que celles-ci en fournissent.

Les équations (3) et (4) sont intégrables à l'aide des fonctions de Bessel I et K. En tenant compte des conditions de passage (5) et (6) et de la condition aux limites (7), $\Phi_m(r)$ et $\Phi_u(r)$ sont déterminables à un facteur près.

Par suite dans (2):

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{\int_{Vm} \Sigma_c \Phi_m(r) dV}{\int_{Vu} \Sigma_a \Phi_u(r) dV} = \frac{\int_a^b \Sigma_c \Phi_m(r)\, 2\pi r\, dr}{\int_0^a \Sigma_a \Phi_u(r)\, 2\pi r\, dr}$$

nous obtenons, en exprimant Φ_m et Φ_u avec ces fonctions de Bessel:

$$\frac{1}{f} - 1 = E - 1 + \frac{V_m \Sigma_c}{V_u \Sigma_a} F \tag{8}$$

avec:

$$E = \frac{y^2 - x^2}{2x} \frac{I_0(x) K_1(y) + K_0(x) I_1(y)}{I_1(y) K_1(x) - K_1(y) I_1(x)} \tag{9}$$

et:

$$F = z\, I_0(z)/2\, I_1(z) \tag{10}$$

où l'on a posé:

$$x = a/L_m \quad y = b/L_m \quad z = a/L_u$$

L_u désignant la longueur de diffusion de l'uranium ($L_u^2 = D_u/\Sigma_a$) et L_m celle du modérateur ($L_m^2 = D_m/\Sigma_c$).

Guggenheim [1] a construit les lignes de niveau $E-1 =$ constante de la surface $E = f(x,y)$ définie par (9) ainsi que la courbe $F(z)$ par (10).

Donc pour un barreau d'uranium de rayon a donné dans une cellule de rayon b donné, on peut connaître E et F donc le facteur d'utilisation thermique à condition de connaître L_u et L_m pour déterminer x, y et z. Ceci revient à dire qu'il faut connaître la richesse du combustible, ce qui

(1) E. A. GUGGENHEIM et M. H. L. PRYCE, *Nucleonics*, 11, 1953, n° 2, p. 50.

détermine L_u, et la nature du modérateur, ce qui détermine L_m. Par exemple, pour l'uranium naturel: $L_u = 1{,}3$ cm, pour le graphite: $L_m = 54$ cm.

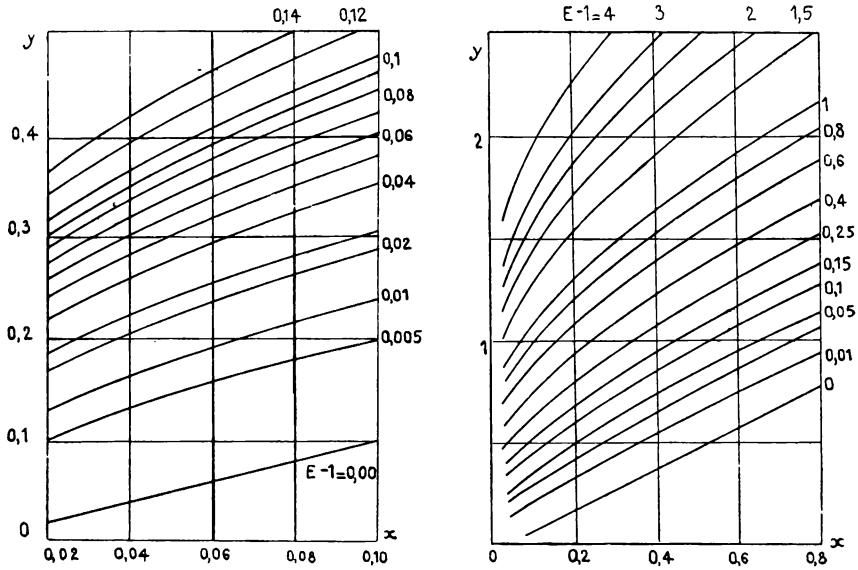


Fig. III-135

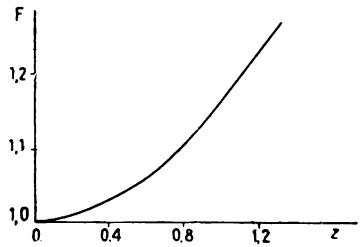


Fig. III-136

XI-2.4. **Probabilité anti-trappes** p.

La probabilité anti-trappes d'un réacteur homogène peut s'écrire (p. 556):

$$p = e^{-N_{sss} I_{eff}/\xi\Sigma_s}.$$

Dans le cas d'un réacteur hétérogène, cette expression doit être modifiée en:

$$p = e^{-1/T} \qquad (1)$$

avec:

$$1/T = \frac{N_u V_u \Phi_u}{\xi \Sigma_{sm} V_m \Phi_m} \int_{\text{Eth}}^{2\,\text{MeV}} \sigma_{eff} \frac{\mathrm{d\,E}}{\mathrm{E}} \tag{2}$$

l'indice u se rapportant au combustible et l'indice m au modérateur (dont Σ_{sm} est la section macroscopique de diffusion).

L'intégrale est donnée pour l'uranium naturel par une formule empirique trouvée en considérant que l'absorption des neutrons a lieu à la fois dans une couche superficielle et dans tout le volume:

$$\int \sigma_{eff} \frac{\mathrm{d\,E}}{\mathrm{E}} = 9{,}25 + 24{,}25 + 24{,}7\, S/M \text{ barns} \tag{3}$$

où S est la surface des barreaux d'uranium en cm² et M la masse d'uranium en grammes.

Il faut d'autre part calculer le rapport Φ_u/Φ_m du flux moyen Φ_u dans le combustible au flux moyen Φ_m dans le modérateur. A cet effet, on définit un *coefficient d'absorption de résonance* f_r comme rapport du nombre de neutrons absorbés par résonance, donc sans fission, dans une barre d'uranium au nombre total des neutrons absorbés dans toute la cellule (1):

$$f_r = \frac{V_u \Sigma_{au} \Phi_u}{V_u \Sigma_{au} \Phi_u + V_m \Phi_m \Sigma_{am}} \tag{4}$$

Σ_{au} désignant la section efficace macroscopique d'absorption des neutrons thermiques par résonance dans le combustible et Σ_{am} celle dans le modérateur.

L'*absorption compétitive de résonance* $\frac{1}{f_r} - 1$, s'obtient comme précédemment l'absorption compétitive $\frac{1}{f} - 1$ (équation (8), p. 567):

$$\frac{1}{f_r} - 1 = \mathrm{E} - 1 + \frac{V_m \Sigma_{am}}{V_u \Sigma_{au}} \mathrm{F} \tag{5}$$

E et F étant déterminés comme on l'a vu p. 567 en fonction de x, y, z par l'intermédiaire des fonctions de Bessel I et K.

Une fois $\frac{1}{f_r} - 1$ ainsi calculé, ou obtient à partir de (4) le rapport

$$\frac{V_u \Phi_u}{V_m \Phi_m} = \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{au}} \frac{f_r}{1 - f_r} = \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{au}} \frac{1}{\frac{1}{f_r} - 1} \tag{6}$$

(1) Il ne faut pas confondre f_r avec f qui fait intervenir en plus les captures par fission. Σ_{au} est inférieur à Σ_a du § XI-2.3.

en fonction de x, y, z, d'où finalement p par (1) (2) (3) (6) en fonction de x, y, z c'est-à-dire de la géométrie du réacteur, car on rappelle que:

$$(x = a/L_m, \quad y = b/L_m, \quad z = a/L_u).$$

XI-3. Calcul de la longueur de ralentissement ($\sqrt{\tau}$).

Si V désigne le volume total d'une cellule, V_m celui du modérateur qu'elle contient, τ l'âge des neutrons thermiques dans l'ensemble de la cellule et τ_m celui dans le modérateur, l'expérience montre que

$$\frac{\tau}{\tau_m} = \frac{V}{V_m}.$$

Si entre le combustible et le modérateur, la cellule contient une couche d'air ou de gaz tel que du gaz carbonique, on tient compte de ce gaz en multipliant le membre de droite par $V/(V-V_{gaz})$ ce qui donne:

$$\tau = \tau_m V^2/V_m(V - V_{gaz}).$$

Il reste à trouver l'âge τ_m dans le modérateur. Pour les réacteurs homogènes τ_m est une propriété caractéristique du modérateur, mais pour un réacteur hétérogène il n'en est pas ainsi. C'est qu'alors le modérateur reçoit de l'uranium à la fois des neutrons rapides provenant directement d'une fission et des neutrons déjà ralentis dans la barre d'uranium par un choc (1) inélastique.

Désignons par P la probabilité pour qu'un neutron rapide de fission subisse une collision avant de sortir du combustible (v. page 554), par σ_i la section efficace inélastique que présente aux neutrons rapides un noyau de combustible, par σ la section efficace totale pour les neutrons rapides.

La probabilité qu'un neutron de fission sorte d'une barre de combustible après avoir subi un choc inélastique est $P\sigma_i/\sigma$, et celle qu'il sorte directement est $1 - P\sigma_i/\sigma$. L'âge dans le modérateur étant τ_1 ($\tau_1 > \tau_2$) pour les neutrons de fission non ralentis et τ_2 pour les neutrons déjà ralentis par un choc nous avons:

$$\tau_m = \tau_1(1 - P\sigma_i/\sigma) + \tau_2 P\sigma_i/\sigma = \tau_1 - (\tau_1 - \tau_2) P\sigma_i/\sigma$$

et pour la cellule:

$$\tau = [\tau_1 - (\tau_1 - \tau_2) P\sigma_i/\sigma] V^2/V_m(V - V_{gaz}).$$

Par exemple, pour l'uranium naturel: $\sigma \# 2{,}47$ barns, $\sigma \# 4{,}3$ barns avec du graphite de densité 1,6 comme modérateur $\tau_1 = 387$ cm², $\tau_2 = 231$ cm² d'où:

$$\tau_m = 387 - 90\,P.$$

(1) La probabilité qu'un neutron subisse plus d'un choc inélastique dans une barre de combustible est assez petite pour qu'on la néglige.

Avec une barre d'uranium de 1 cm de rayon, P=0,21 ce qui donnerait $\tau_m = 368$ cm². Une cellule qui contiendrait simplement cette barre d'uranium entourée de graphite et aurait un rayon $b = 10$ cm, donnerait:

$$\tau = \tau_m V/V_m = \tau_m b^2/(b^2 - a^2) = \tau_m 100/99 = 372 \text{ cm}^2$$

(puisque $V = \pi b^2 h$, $V_m = V - V_u = \pi b^2 h - \pi a^2 h$).

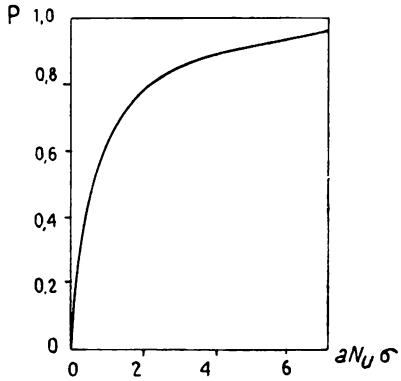


Fig. III-137

Si pour une cellule de dimensions données, on augmente le rayon a de la barre d'uranium, P croît et τ diminue.

XI-4. **Calcul de la longueur de diffusion L.**

En l'absence d'une couche de gaz entre la barre de combustible et le modérateur, l'expérience montre que l'on a:

$$L^2 = L_m^2 \frac{V}{V_m} C_m$$

C_m désignant la fraction des neutrons thermiques capturés dans le modérateur. On tient compte d'une couche éventuelle de gaz, comme dans le calcul de τ, en multipliant par le facteur $V/(V - V_{gaz})$ d'où:

$$L^2 = L_m^2 \frac{V^2}{V_m (V - V_{gaz})} C_m. \qquad (1)$$

Si l'on ne tient pas compte du gainage, ni de la couche de gaz autour du barreau, on a par définition du facteur d'utilisation thermique:

$f = 1 - C_m$ d'où C_m que l'on porte dans (1).

XI-5. Calcul des dimensions et de la masse critiques.

Supposons le facteur de multiplication infini k_∞, l'âge τ et la longueur de diffusion L du réacteur déterminés comme nous l'avons montré (§§ XI-2, XI-3, XI-4).

Le « laplacien matière » B_m se calcule alors en fonction de k_∞, τ, L, comme nous l'avons vu pour un réacteur homogène page 560, ou se trouve graphiquement.

On égale alors le « laplacien géométrique » B_g au laplacien matière B_m. Comme B_g est une fonction connue de la forme et des dimensions du coeur du réacteur (v. pages 532 à 536), ceci détermine les dimensions critiques du réacteur hétérogène de la même manière qu'aux p. 532 à 536, pour les réacteurs homogènes.

S'il y a un réflecteur autour du coeur du réacteur, les calculs se feront comme p. 536 à 540.

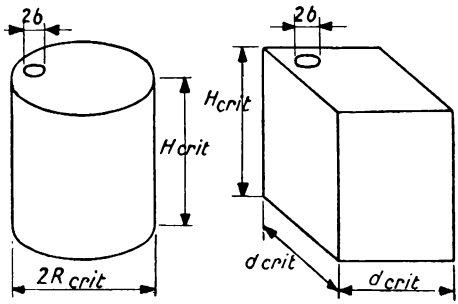


Fig. III-138

Pour évaluer la masse critique M_c nous devons connaître le nombre de barres de combustible et la masse m d'une barre.

La masse d'une barre cylindrique de combustible de rayon a, de longueur H_{crit} et de masse spécifique ρ est:

$$m = \rho \pi a^2 H_{crit}.$$

La section droite d'un réacteur cylindrique est πR_{crit}^2. Le nombre N de cellules donc de barres est:

$$N = \pi R_{crit}^2 / \pi b^2 = (R_{crit}/b)^2.$$

La masse critique totale est:

$$M_c = Nm = \rho \frac{\pi a^2}{b^2} H_{crit} \cdot R_{crit}^2.$$

Pour un réacteur parallélépipédique à section droite carrée de côté d_{crit} on aurait

$$N = d_{crit}^2 / \pi b^2$$

et

$$Nm = \rho \frac{a^2}{b^2} H_{crit} \cdot d_{crit}^2.$$

XI-6. Masse critique minima.

Il y a intérêt à ce que la masse critique du combustible soit minima, on réalise ainsi une économie sur l'achat du combustible (renouvelable périodiquement) et aussi dans les investissements: modérateur, réflecteur et protections.

Les paragraphes précédents ont montré que pour un combustible et un modérateur donnés, k_∞ (par l'intermédiaire de ε, pf), L, τ dépendent de la géométrie du réseau de barres de combustible c'est-à-dire de *a*, rayon d'une barre, et de *b*, rayon d'une cellule. Si l'on tient compte de l'existence du gainage d'une barre (en zirconium ou aluminium en général) et de l'épaisseur *e* de la couche d'air qui existe habituellement entre barre gainée et modérateur, ceci introduit deux paramètres supplémentaires. Guggenheim et Pryce [1] ont calculé pour un réacteur hétérogène cylindrique à l'uranium naturel utilisant le graphite comme modérateur, les valeurs des dimensions critiques correspondant à une gaine en aluminium de 1,15 mm d'épaisseur pour différents groupes de valeurs des paramètres *a*, *b*, *e*.

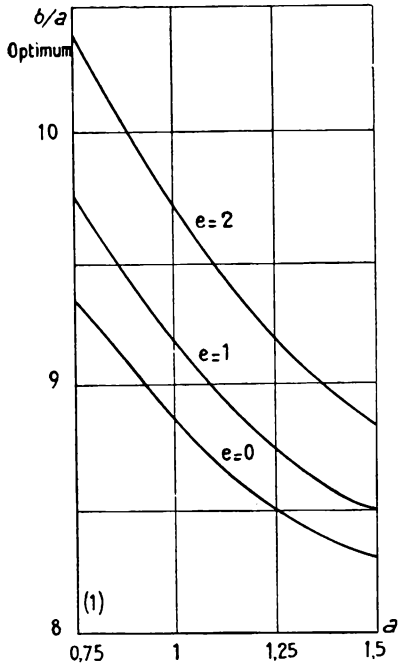


Fig. III-139

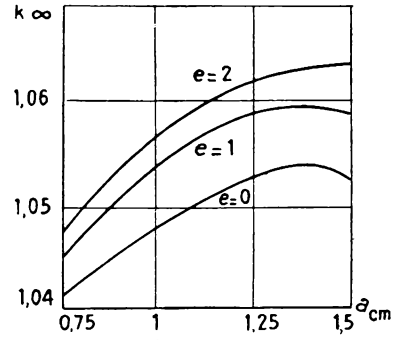


Fig. III-140

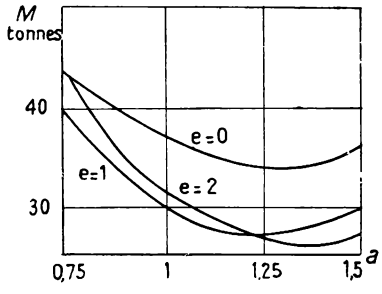


Fig. III-141

(1) E. A. GUGGENHEIM et M. H. L. PRYCE, *Nucleonics*, 11, 1953, n° 2, p. 50.

Les résultats de leurs calculs montrent qu'en laissant e constant, pour une barre de rayon a donné, la masse critique de combustible passe par un minimum pour une certaine valeur de b, le rapport b/a décroissant un peu quand a croît.

Quand le rapport combustibule/modérateur croît, les variations en sens inverses de la probabilité anti-trappe p et du facteur d'utilisation thermique f (v. 3ème partie, § X-14.5) produisent un maximum du produit pf donc du coefficient de multiplication infini, ce maximum a lieu pour un rayon de barre de l'ordre de 1,5 cm. Ce rayon et la valeur maxima de k_∞ croîssent légèrement avec l'épaisseur e de la couche de gaz qui entoure la gaine.

La variation de τ et de L^2/τ avec a est assez petite pour que ce soit la variation de k_∞ qui détermine celle de B_m. Le graphique de la p. 561 montre que cette croissance de k_∞ entraîne celle de x donc de B_m^2 qui passe comme k_∞ par un maximum en fonction de a. Les dimensions critiques obtenues en égalant le laplacien matière B_m au laplacien géométrique B_g varient en sens inverse de B, le volume critique V_c passe par un minimum (1) et il en est de même de la masse critique (fig. III-141):

$$M_c = \rho V_c a^2/b^2.$$

Les figures ci-dessus concernent un réacteur hétérogène à uranium naturel utilisant du graphite comme modérateur. A mêmes valeurs de a et de b, c'est-à-dire à même constitution géométrique d'une cellule, si l'on remplace l'uranium naturel par du combustible enrichi, l'effet essentiel obtenu est que k_∞ augmente par augmentation de η (et légère augmentation de p). Il en résulte donc une augmentation de B_m et par suite une diminution du volume critique et de la masse du combustible. La masse critique en U-235 devient ainsi de l'ordre de un à quelques kilogrammes.

XI-7. **Expérience exponentielle.**

Nous avons vu précédemment comment on peut calculer B_m. Malheureusement le calcul présente une incertitude assez grande, d'une part parce qu'il fait intervenir $k_\infty - 1$ et que la précision sur k_∞ doit être élevée pour que celle sur $k_\infty - 1$ soit acceptable, d'autre part parce que L et τ sont entachés d'erreurs appréciables.

Lorsque l'on a décidé la construction d'un réacteur et que les calculs précédents ont donné B_m, ce qui permet de déterminer les dimensions critiques, on les vérifie au moyen de l'expérience.

(1) On le voit très simplement pour un réacteur de coeur cubique (p. 536), dont le côté est $\pi\sqrt{3}/B_m$.

Une méthode dite de l'*expérience exponentielle* permet de déterminer expérimentalement B_m sur un réacteur ayant même combustible et même modérateur que le réacteur final mais dont les dimensions n'en sont que le tiers ou le quart et dont une source extérieure de neutrons permet d'étudier la distribution du flux. L'arrangement du combustible est le même dans ce modèle réduit que dans le réacteur définitif: même type de réseau, mêmes valeurs du rayon a d'une barre et du rayon d'une cellule. Mais comme les dimensions extérieures du modèle réduit sont bien inférieures, la masse de combustible nécessaire est de l'ordre du quart ou du dixième de la masse définitive d'où une dépense en combustible peu élevée. De plus, pour le modèle les dispositifs de protection sont très rudimentaires et ceux de refroidissement généralement absents.

La production de neutrons de fission par fission spontanée ou sous l'influence des rayons cosmiques serait trop faible pour étudier le flux du modèle réduit. On place sous ce modèle une source plane auxiliaire de neutrons. On peut montrer (1) que dans le modèle le flux obéit à la même équation

$$\Delta\Phi + B_m^2\Phi = 0$$

que dans le réacteur à grande échelle.

La mesure de Φ en différents points du réacteur donnera B_m.

Par exemple, pour un réacteur parallélépipédique de côtés extrapolés a, b, c, la théorie prévoit que le flux est de la forme (2):

$$\Phi = \Phi_0 \cos\frac{\pi x}{a} \cos\frac{\pi y}{b} \operatorname{sh}\gamma (c - z)$$

le trièdre O x y z ayant son origine au centre de la base du réacteur.

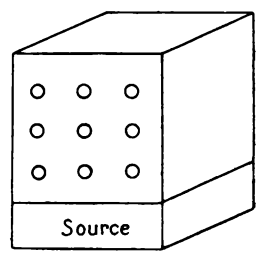


Fig. III-142

On déduit de là:

$$B_g^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} - \gamma^2.$$

Si le réacteur était cylindrique de rayon extrapolé R, de hauteur extrapolée H on aurait:

$$\Phi = \Phi_0 J_0(2{,}405\ r/R) \operatorname{sh}\gamma (H - z)$$

(1) Voir par exemple: E. GLASSTONE et M. C. EDLUND, *Elements of Nuclear Reactor Theory* éditeur Van Nostrand Co, New-York, 1952, p. 281.

(2) Lorsque $z \leqslant c$, $\operatorname{sh}\gamma (c-z) \# \frac{e^{\gamma c}}{2} \cdot e^{-\gamma z}$ d'où le nom d'expérience exponentielle.

d'où

$$B_g^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 - \gamma^2.$$

Avec un modèle réduit parallélépipédique a et b sont connus, avec un modèle cylindrique R est connu. En mesurant la décroissance de Φ en fonction de z et en prenant une échelle logarithmique pour le flux (1), on obtient γ d'où B_g^2 et $B_m^2 = B_g^2$. Pour obtenir le volume critique minimum d'un réacteur cylindrique on utilisera les relations (11) et (12) de la p. 535, que l'on peut écrire:

$$B_m = \frac{2{,}405}{R_{opt}}\sqrt{\frac{3}{2}} \text{ et } B_m = \frac{\pi\sqrt{3}}{H_{opt}}$$

on aura donc :

$$\frac{3}{2}\left(\frac{2{,}405}{R_{opt}}\right)^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 - \gamma^2$$

$$H_{opt} = R_{opt}\,\pi\sqrt{2}/2{,}405 = 1{,}85\,R_{opt}$$

d'où le rayon optimum R_{opt} et la hauteur optima H_{opt} à donner au réacteur en fonction du rayon R du modèle réduit. On peut modifier aisément le réseau des barres de manière à rechercher la valeur maxima de B_m.

XI-8. **Expérience critique.**

Lorsque le réacteur à construire est d'un prix élevé, on préfère compléter les renseignements de l'expérience exponentielle par ceux de l'*expérience critique.* Cette expérience qui devrait plus justement être appelée sous-critique consiste à bâtir peu à peu le réacteur par apport de combustible et de modérateur, avec la même forme et des dimensions un peu inférieures à celles qui produiraient le régime critique (2). On dispose au centre de l'assemblage combustible-modérateur une source auxiliaire de neutrons, donnant environ 10^7 neutrons par seconde.

Si la source produit Q neutrons thermiques, ceux-ci donnent Qk_{eff} neutrons thermiques dans le réacteur à la fin de la première génération, Qk_{eff}^2 au bout de la seconde et ainsi de suite. Le nombre total des neutrons dans l'assemblage combustible-modérateur est:

$$Q + Q\,k_{eff} + Q\,k_{eff}^2 + \ldots = Q\,(1 + k_{eff} + \ldots) = \frac{Q}{1 - k_{eff}}$$

(1) Voir note (2) de la page précédente.

(2) Voir W. H. Mc CORKLE, *Manual on Nucl. React. Facilities*, éditeur Mc Graw Hill, 1957.

le nombre initial Q des neutrons émis par la source auxiliaire se trouve donc multiplié par $1/(1-k_{eff})$. Au fur et à mesure que l'on augmente les dimensions de l'assemblage en ajoutant de nouvelles cellules au réseau combustible-modérateur k_{eff} croît et finirait par atteindre 1 et la multiplication des neutrons serait infinie: ce serait le régime critique.

Dans la pratique, on mesure le flux Φ de la source en plusieurs points de l'espace puis on apporte petit à petit les éléments du réacteur et on mesure le flux Φ' en ces mêmes points. On porte Φ/Φ' en fonction de la masse M du combustible.

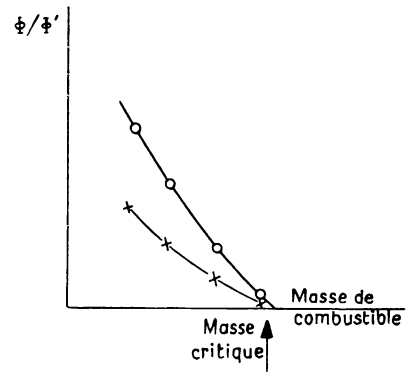


Fig. III-143

Les diverses courbes $\Phi/\Phi' = f(M)$ coupent l'axe des abscisses au point où M est égal à la masse critique.

L'expérience critique peut être réalisée assez économiquement parce que si elle est menée avec prudence, on peut se passer en grande partie des dispositifs de refroidissement et de protection contre les radiations.

CHAPITRE XII

CONTRÔLE DES RÉACTEURS

XII-1. Energie thermique donnée par le combustible nucléaire.

La fission d'un noyau d'uranium dégage une énergie d'environ 200 MeV: 185 MeV d'énergie instantanée à laquelle s'ajoute une énergie retardée de 15 MeV (v. p. 341).

Une fission produit donc une énergie de:

$$200 \cdot 10^6 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} = 3{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ joules,}$$

qui apparaît sous forme thermique.

Une tonne d'uranium 235 pur contient:

$$\frac{10^6}{235} \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23} = 2{,}56 \cdot 10^{27} \text{ noyaux d'uranium } {}^{235}\text{U}.$$

Si chaque noyau subissait la fission, cette tonne dégagerait une énergie thermique (1) de:

$$2{,}56 \cdot 10^{27} \times 3{,}2 \cdot 10^{-11} = 8{,}2 \cdot 10^{16} \text{ joules.}$$

On exprime habituellement cette énergie en mégawatts-jour:

$$1 \text{ MWj} = 10^6 \cdot 86\,400 = 8{,}64 \cdot 10^{10} \text{ joules.}$$

Une tonne d'uranium 235 pur devrait donner par fission de tous les noyaux une énergie de:

$$8{,}2 \cdot 10^{16} / 8{,}64 \cdot 10^{10} = 0{,}95 \cdot 10^6 \text{ MWj} \# 10^6 \text{ MWj}$$

soit une perte de 1 g par MWj.

Une tonne d'uranium naturel où seul U-235 subit la fission, dégagerait une énergie 140 fois plus faible, soit 7 100 MWj, puisque l'uranium naturel contient sensiblement 1 atome de ^{235}U pour 139 atomes de ^{238}U.

(1) L'énergie électrique d'origine nucléaire s'obtient actuellement toujours en passant par l'intermédiaire de l'énergie thermique avec, conformément au principe de Carnot, un rendement bien inférieur à 1.

Dans la pratique actuelle de l'énergie nucléaire, on est très loin de retirer de pareilles énergies du combustible nucléaire non seulement à cause de l'épuisement de ce combustible (v. p. 478) et de son empoisonnement par certains produits de fission (xénon, samarium), mais aussi pour d'autres raisons techniques, telles que l'usure des gaines par le bombardement neutronique. Actuellement on ne dépasse guère la production de 5 000 MWj/tonne avant recyclage du combustible, mais on prévoit pour l'avenir 10 000 MWj/tonne.

XII-2. **Consommation du combustible.**

Nous venons de voir qu'une tonne d'uranium 235 libèrerait par fission complète 10^6 MWj, ou encore qu'un gramme de ^{235}U donnerait 1 MWj. La consommation journalière d'un réacteur est donc de 1 gramme de ^{235}U par mégawatt de puissance thermique. Si le combustible est de l'uranium naturel, sa consommation journalière sera de 140 grammes par mégawatt thermique. Comme le rendement, puissance électrique/puissance thermique, n'est que de l'ordre de 25% la consommation thermique d'uranium par MWj électrique est environ quatre fois plus élevée que celle par MWj thermique.

XII-3. **Puissance thermique fournie par un réacteur.**

Les données précédentes ne suffisent pas à déterminer la puissance fournie par un réacteur contenant une masse donnée de combustible nucléaire. Il faut en effet savoir avec quelle vitesse ce combustible est consommé.

Soient au point (x, y, z), $\Phi(x, y, z)$ le flux neutronique et $N(x, y, z)$ le nombre de noyaux fissiles par cm^3 et σ_f la section efficace microscopique de fission (en cm^2). Pendant une seconde, le nombre de fissions dans l'ensemble du réacteur est:

$$\iiint_V \sigma_f N(x,y,z)\,\Phi(x,y,z)\,dx\,dy\,dz,$$

l'intégrale étant étendue au volume V du coeur du réacteur.

La puissance thermique dégagée, évaluée en watts, est:

$$P = 3{,}2\cdot 10^{-11}\,\sigma_f \iiint_V N(x,y,z)\,\Phi(x,y,z)\,dx\,dy\,dz.$$

Si la répartition de la matière fissile est homogène dans le coeur, on peut écrire:

$$P = 3{,}2\cdot 10^{-11}\,\sigma_f\, V N \Phi.$$

Le nombre VN des noyaux est égal au quotient de la masse totale m de la matière fissile par la masse d'un noyau de ^{235}U qui est $0{,}235/6{,}02 \cdot 10^{23}$ kg:

$$VN = m \cdot 2{,}56 \cdot 10^{24},$$

$\sigma_f = 550$ barns pour l'uranium 235.

On tire de là :

$$P_{kW} = 4{,}48 \cdot 10^{-11}\, m\bar{\Phi},$$

où: m est, en kilogrammes, la masse d'uranium 235 présente dans le coeur du réacteur,

$\bar{\Phi}$ est, en neutrons/cm^2·s, le flux neutronique moyen.

En prenant le flux maximum dans le coeur au lieu du flux moyen, on aurait grossièrement : $P_{kW} = 1{,}5 \cdot 10^{-11}\, m\Phi_{max}$.

Exemple : Considérons le réacteur EBWR (page 454). Ce réacteur contient 5 300 kg d'uranium naturel donc :

$$m = 0{,}0072 \cdot 5\,300 = 38{,}2 \text{ kg d'uranium 235.}$$

Si nous prenons $\Phi = 1{,}5 \cdot 10^{13}$ n/cm^2·s, nous obtenons :

$$P = 4{,}48 \cdot 10^{-11} \cdot 38{,}2 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{13} = 25\,600 \text{ kW thermiques.}$$

On voit qu'à masse m donnée de produit fissile, la puissance est proportionnelle au flux neutronique. Actuellement, pour des questions de sécurité de contrôle, on ne dépasse guère des flux de 10^{14} n/cm^2·s.

XII-4. **Variations de puissance dans un réacteur.**

La puissance donnée par un réacteur peut varier pour deux raisons différentes:

1° *Par variation spontanée* due à une variation de la réactivité.

La réactivité varie en effet spontanément au cours du temps. Il faut distinguer:

a) une variation (généralement une diminution) lorsque la température croît,

b) une diminution par empoisonnement du combustible par le xénon et le samarium formés par fission,

c) une augmentation par formation de ^{239}Pu aux dépens de ^{238}U,

d) une diminution par épuisement du combustible dont les noyaux fissiles disparaissent peu à peu,

e) des variations accidentelles variées, par exemple dues à des changements de débit du réfrigérant, à des variations de pression atmosphérique qui font sortir des gaz du graphite modérateur.

Sauf les variations accidentelles, les variations spontanées sont en général lentes.

2° *Par variation volontairement provoquée* par les utilisateurs du réacteur:

démarrage : la puissance croît de zéro à sa valeur normale;

mise en veilleuse: la puissance est ramenée à une valeur faible;

arrêt: la puissance est ramenée de sa valeur normale jusqu'à zéro.

A ces trois sortes de variations qui concernent tous les types de réacteur s'ajoute le passage de la puissance d'un niveau à un autre. Ceci concerne plus spécialement les centrales électriques nucléaires dont la puissance doit être rapidement adaptée aux besoins des utilisateurs du réseau.

Ces variations volontaires sont en général rapides.

Nous allons d'abord étudier les variations spontanées de la réactivité.

XII-5. **Effet de la température sur la réactivité.**

La définition de la réactivité (v. p. 431) est:

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}.$$

La théorie à un groupe améliorée donne (v. p. 543 et p. 553):

$$k_{eff} = \frac{k_\infty}{1 + B^2 M^2},$$

d'où:

$$\rho = \frac{k_\infty - 1 - B^2 M^2}{k_\infty}.$$

Une élévation de la température T agit sur ρ par l'intermédiaire de k_∞, B^2 et $M^2 = L^2 + \tau$ par *deux mécanismes de dilatation distincts*:

a) une diminution du nombre de noyaux par cm^3 due à la dilatation du combustible et du modérateur,

b) une diminution de B^2, homogène à l'inverse d'une surface (page 531),

et par des *mécanismes nucléaires* plus complexes:

a) diminution des sections efficaces microscopiques d'absorption et de diffusion,

b) diminution de l'âge des neutrons thermiques qui ont subi un ralentissement moindre,

c) «effet Doppler» dû à l'énergie cinétique des noyaux de ^{238}U qui peut être telle qu'un pic du spectre d'absorption s'élargisse et diminue le facteur anti-trappes *p*.

Le calcul théorique complet de $d\rho/dT$ est compliqué et jusqu'ici on a préféré s'en rapporter aux déterminations expérimentales car la température n'est pas uniforme dans le coeur du réacteur et l'expérience donne une valeur moyenne de $d\rho/dT$ qui a une signification pratique pour la sécurité du réacteur.

Nous allons donc voir rapidement les grandes lignes des prévisions théoriques.

En première approximation la variation de k_∞ a sur ρ un effet beaucoup plus petit que celles de B, L et τ. Désignons par ρ_o la réactivité à la température T_o, par ρ celle à la température T, on a:

$$\rho - \rho_o \# \frac{B_o^2 M_o^2 - B^2 M^2}{k_\infty}. \tag{1}$$

La variation de B est due seulement à la dilatation du réacteur. Si α est le coefficient linéaire de dilatation moyen du coeur nous avons:

$$B^2 = B_o^2[1 + \alpha(T - T_o)]^{-2}, \tag{2}$$

parce que B^2 a la dimension de l'inverse d'une surface.

Le carré de la longueur de migration:

$$M^2 = L^2 + \tau$$

varie parce que L^2 et τ varient.

$$L^2 = 1/3\,\Sigma_a\Sigma_{tr} = 1/3\,N^2\sigma_a\sigma_{tr}.$$

N désignant le nombre de noyaux du modérateur par cm^3 à la température T, est inversement proportionnel à la densité, donc proportionnel à:

$$[1 + \alpha(T - T_o)]^3.$$

On a donc:

$$\frac{L^2}{L_o^2} = \frac{N_o^2}{N^2} \cdot \frac{\sigma_{oa}}{\sigma_a} \frac{\sigma_{otr}}{\sigma_{tr}} = [1 + \alpha(T - T_o)]^6 \frac{\sigma_{oa}}{\sigma_a} \cdot \frac{\sigma_{otr}}{\sigma_{tr}}.$$

On admet que l'absorption dans le modérateur suit la loi en $1/v$ (p. 393). Par suite:

$$\frac{\sigma_{oa}}{\sigma_a} = \frac{v}{v_o} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}mv^2}{\frac{1}{2}mv_o^2}} = \left(\frac{T}{T_o}\right)^{0,5}.$$

L'expérience montre que l'on a approximativement:

$$\frac{\sigma_{otr}}{\sigma_{tr}} = \left(\frac{T}{T_o}\right)^{0,1},$$

d'où

$$(L/L_o)^2 = [1 + \alpha(T - T_o)]^6 (T/T_o)^{0,6}. \qquad (3)$$

La diminution de l'âge entre la température finale T_0 et la température finale T est:

$$\tau_o - \tau = \int_{E(T_o)}^{E(T)} \frac{1}{3\xi\,\Sigma_s\,\Sigma_{tr}} \frac{dE}{E} \# \frac{1}{3\xi\,\Sigma_s\,\Sigma_{tr}} \log \frac{E_T}{E_{T_o}} = \frac{\log T/T_o}{3\xi\,\Sigma_s\,\Sigma_{tr}}. \qquad (4)$$

On a donc finalement, en tenant compte de (2), (3) et (4):

$$M^2 B^2 = B_o^2[1 + \alpha(T - T_o)]^4 L_o^2 (T/T_o)^{0,6} + B_o^2[1 + \alpha(T - T_o)]^{-2} \left[\tau_o - \frac{\log T/T_o}{3\xi\,\Sigma_s\,\Sigma_{tr}}\right].$$

En portant cette valeur dans (1) on obtiendrait la variation de la réactivité de T_1 à T.

Une approximation grossière est $d\rho/dT \# 4\alpha(k_\infty - 1)/k_\infty$.

Les mesures expérimentales de $d\rho/dT$ donnent des résultats qui varient bien entendu d'un réacteur à l'autre: modérateur différent, réseau de barres agencé différemment, etc. L'ordre de grandeur de la variation est de -3 p.c.m./°C pour un réacteur à uranium naturel et graphite (X-10 à Oak Ridge). On obtient des coefficients négatifs beaucoup plus élevés avec les réacteurs modérés par l'eau:

—14 p.c.m./°C pour un type piscine,

—30 p.c.m./°C pour un réacteur à eau bouillante pressurisée.

Le fait que la réactivité diminue quand la température croît est un élément avantageux, important pour une autostabilisation des réacteurs. En effet, une augmentation de puissance créera une élévation de température qui diminuera la réactivité, ce qui tend à ramener la puissance à son niveau initial. Ceci agit comme une contre-réaction appliquée à un amplificateur.

XII-6. Diminution de la réactivité par empoisonnement du combustible.

Parmi les produits de fission, deux possèdent des sections efficaces de capture neutronique élevées. Ce sont le samarium et surtout le xénon qui constituent de véritables poisons du combustible puisqu'ils capturent des neutrons qui auraient pu sans cela produire des fissions.

XII-6.1. **Empoisonnement par le xénon.**

Le xénon 135 a une section efficace d'absorption neutronique considérable $\sigma_{Xe} = 2{,}87 \cdot 10^6$ barns. Il prend naissance directement dans la proportion de 0,3% comme produit de fission et indirectement dans la proportion 0,56% par désintégration de l'iode radioactif $^{135}_{53}I$ provenant du tellure radioactif issu de la fission.

La période de $^{135}_{53}Te^*$ est de 1 minute tandis que celle de $^{135}_{53}I^*$ est voisine de 7 heures. C'est donc la vitesse de désintégration de $^{135}I^*$ qui détermine la production du xénon par la voie indirecte.

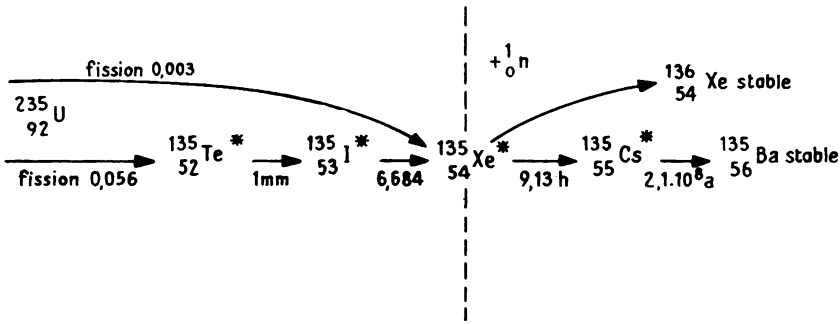


Fig. III-144

Le xénon 135 formé peut disparaître de deux manières différentes: par capture neutronique en donnant $^{136}_{54}Xe$ qui est stable, ou par radioactivité qui aboutit à ^{135}Ba par l'intermédiaire de $^{135}Cs^*$. Toutes les transformations radioactives évoquées ci-dessus sont des radioactivités β^-.

Désignons par Σ_f la section macroscopique de fission du combustible, Φ le flux neutronique, σ_{Xe} la section microscopique de capture du xénon, λ_I et N_I la constante radioactive et le nombre de noyaux de l'iode 135 par cm³, λ_{Xe} et N_{Xe} la constante radioactive et le nombre de noyaux de ^{135}Xe par cm³. En ne tenant pas compte des captures neutroniques par ^{135}I qui a une faible section de capture et en négligeant l'existence intermédiaire de $^{135}Te^*$ qui a une vie très courte, nous pouvons rassembler les données relatives au nombre de noyaux de $^{135}I^*$ et $^{135}Xe^*$ formés ou disparus par seconde dans l'unité de volume du combustible:

	Formation		*Disparition*	
	par fission	par substance mère	par radioactivité	par capture neutronique
^{135}I	$0{,}056\ \Sigma_f \Phi$		$\lambda_I N_I$	
^{135}Xe	$0{,}003\ \Sigma_f \Phi$	$\lambda_I N_I$	$\lambda_{Xe}\ N_{Xe}$	$N_{Xe}\ \sigma_{Xe}\ \Phi$

Nous avons:

$$\lambda_I = 2{,}88 \cdot 10^{-5}\,s^{-1}, \quad \lambda_{Xe} = 2{,}11 \cdot 10^{-5}\,s^{-1}, \quad \sigma_{Xe} = 2{,}87 \cdot 10^{6}\,\text{barns}.$$

A partir des données ci-dessus, on peut calculer l'empoisonnement, P, défini comme rapport des captures neutroniques dans le poison et dans le combustible:

$$P = \Sigma_p / \Sigma_u,$$

Σ_p désignant la section macroscopique d'absorption due au xénon:

$$\Sigma_p = N_{Xe}\,\sigma_{Xe}$$

et Σ_u désignant la section macroscopique d'absorption neutronique par fission et par capture dans le combustible:

$$\Sigma_u = N_u\,\sigma_u,$$

où N_u est le nombre de noyaux d'uranium par cm³ et $\sigma_u = \sigma_c + \sigma_f$, est la somme des sections efficaces microscopiques de capture et de fission.

La connaissance de l'empoisonnement P est nécessaire pour calculer la diminution de réactivité produite par la formation du xénon.

XII-6.1.1. ***Calcul de P.*** — La première voie de formation du xénon est la voie directe qui donne $0{,}003\,\Sigma_f\Phi$ noyaux par seconde.

La seconde voie est celle de la désintégration de $^{135}I^*$, dont $0{,}056\,\Sigma_f\Phi$ noyaux apparaissent par seconde et dont $\lambda_I N_I$ noyaux disparaissent en donnant $\lambda_I N_I$ noyaux de Xe.

On a donc:

$$\frac{dN_I}{dt} = 0{,}056\,\Sigma_f\,\Phi - \lambda_I N_I, \tag{1}$$

la disparition de l'iode par capture de neutron étant pratiquement négligeable, (1) donne la variation de N_I en fonction du temps.

Le nombre de noyaux de xénon apparaissant par seconde est:

$$0{,}003\,\Sigma_f\,\Phi + \lambda_I N_I.$$

Le nombre de noyaux de xénon disparaissant est:

$$\lambda_{Xe}\,N_{Xe} + N_{Xe}\,\sigma_{Xe}\,\Phi.$$

On a donc:

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = 0{,}003\,\Sigma_f\,\Phi + \lambda_I N_I - \lambda_{Xe} N_{Xe} - N_{Xe}\,\sigma_{Xe}\,\Phi. \tag{2}$$

Deux cas particuliers importants en pratique sont spécialement aisés à étudier:

a) *Régime permanent d'équilibre.*

Un équilibre s'est établi, N_I et N_{Xe} sont constants, et les premiers membres de (1) et (2) sont nuls.

(1) donne:

$$\lambda_I N_I = 0{,}056\, \Sigma_f \Phi, \tag{3}$$

que l'on porte dans (2), ce qui donne:

$$0 = (0{,}003 + 0{,}056)\, \Sigma_f \Phi - N_{Xe}\, (\lambda_{Xe} + \Phi\, \sigma_{Xe}), \tag{4}$$

d'où:

$$P = \frac{N_{Xe}\, \sigma_{Xe}}{\Sigma_u} = \frac{0{,}059\, \Sigma_f/\Sigma_u}{1 + \lambda_{Xe}/\Phi\, \sigma_{Xe}}.$$

Cette expression montre que l'empoisonnement en régime permanent croît avec le flux neutronique et tend vers une limite:

$$P_\infty = 0{,}059\, \Sigma_f/\Sigma_u.$$

On a pour un flux quelconque:

$$P = \frac{P_\infty}{1 + \lambda_{Xe}/\Phi\, \sigma_{Xe}} = \frac{P_\infty}{1 + 7{,}35 \cdot 10^{12}/\Phi}.$$

Si le combustible est de l'uranium ^{235}U pur:

$$\Sigma_f/\Sigma_u = 590/(590 + 108) = 0{,}844, \qquad P_\infty \# 0{,}05$$

et:

$$P = 0{,}05/(1 + 7{,}35 \cdot 10^{12}/\Phi). \tag{5}$$

Si le combustible est de l'uranium naturel:

$$\Sigma_f/\Sigma_u = 0{,}539, \qquad P_\infty \# 0{,}032$$

et:

$$P = 0{,}032/(1 + 7{,}35 \cdot 10^{12}/\Phi). \tag{6}$$

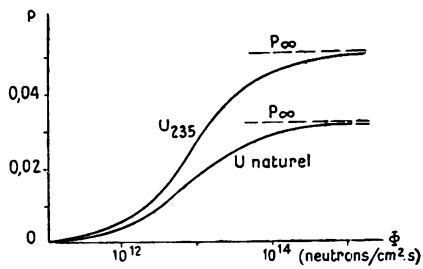


Fig. III-145

b) « *Refroidissement* » *d'un réacteur.*

Lorsqu'on arrête un réacteur, en enfonçant les barres de réglage qui absorbent les neutrons, le flux neutronique Φ devient presque nul. Il en résulte d'une part que les fissions cessent et qu'aucun atome de $^{135}I^*$ ou $^{135}Xe^*$ n'est plus créé directement par fission, d'autre part que les ato-

mes de xénon 135 provenant de la désintégration radioactive de l'iode-135 ne disparaissent que par leur propre radioactivité et non plus par capture de neutrons.

Les équations (1) et (2) deviennent alors:

$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda_I N_I, \tag{7}$$

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \lambda_I N_I - \lambda_{Xe} N_{Xe}. \tag{8}$$

Les conditions initiales sont données par (3) et (4) où Φ désigne le flux qui existait avant l'arrêt du réacteur:

$$N_{o_I} = 0{,}056\ \Sigma_f \Phi/\lambda_I, \tag{9}$$

$$N_{o_{Xe}} = \frac{0{,}059\ \Sigma_f \Phi}{\lambda_{Xe} + \Phi\ \sigma_{Xe}}. \tag{10}$$

En intégrant (7) et (8) en tenant compte de (9) et (10), on obtient N_{Xe}, d'où l'expression de l'empoisonnement P en fonction du temps:

$$P = \frac{\sigma_{Xe} N_{Xe}}{\Sigma_u} = \frac{\sigma_{Xe}\,\Phi\,\Sigma_f}{\Sigma_u}\left[\frac{0{,}059 e^{-\lambda_{Xe} t}}{\lambda_{Xe} + \Phi\sigma_{Xe}} + \frac{0{,}056}{\lambda_{Xe} - \lambda_I}\left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_{Xe} t}\right)\right]$$

le temps t étant compté à partir de l'instant où l'on arrête le réacteur.

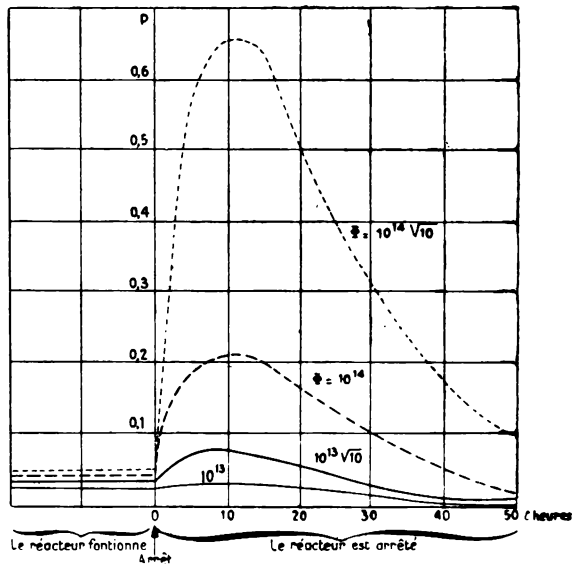


Fig. III-146

La figure III-146 relative à l'uranium 235 pur (1) montre qu'après arrêt du réacteur l'empoisonnement croît et passe par un maximum d'autant plus accentué que le flux Φ était plus intense quand le réacteur fonctionnait. Ce maximum a lieu une dizaine d'heures après l'arrêt du réacteur.

Cette augmentation de l'empoisonnement du réacteur a une conséquence pratique importante. Elle produit une antiréactivité très notable et le redémarrage d'un réacteur après un arrêt total d'une dizaine d'heures n'est possible que si le retrait des barres de contrôle peut apporter une augmentation de réactivité supérieure à l'antiréactivité due au xénon. En attendant plusieurs jours cette antiréactivité diminue et le redémarrage devient plus aisé.

XII-6.1.2. ***Calcul de l'antiréactivité due à l'empoisonnement.*** — L'eefft de l'empoisonnement s'exerce sur le coefficient de multiplication effectif (v. page 551) :

$$k_{eff} = k_\infty \, e^{-B^2\tau}/(1 + B^2 L^2),$$

à la fois par diminution de k_∞ et par diminution de la longueur de diffusion L. Dans la formule des quatre factuers (v. page 541):

$$k_\infty = \varepsilon \eta p f,$$

seul le facteur d'utilisation thermique f (v. page 557) varie notablement par suite de l'empoisonnement:

$$f = \frac{N_{235}\,\sigma_{a235} + N_{238}\,\sigma_{a238}}{N_{235}\,\sigma_{a235} + N_{238}\,\sigma_{a238} + N_m\,\sigma_{a_m} + N_{Xe}\,\sigma_{Xe}}.$$

L'empoisonnement intervient par le terme $N_{Xe}\,\sigma_{Xe}$ au dénominateur de f.

On a donc:

$$f = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_u + N_m\sigma_{a_m} + P\Sigma_u}.$$

En l'absence de poison, on aurait (par exemple avec du combustible nucléaire neuf) :

$$f_0 = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_u + N_m\sigma_{a_m}}.$$

La variation relative de f est :

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{-P\,\Sigma_u}{\Sigma_u + N_m\,\sigma_{a_m} + P\,\Sigma_u} = -P_f \# - Pf_0.$$

(1) Les courbes relatives à l'uranium naturel se déduisent de celles relatives à U-235 en multipliant les ordonnées par le rapport des $\Sigma f/\Sigma_u = 0{,}539/0{,}844 = 0{,}64$.

On a donc:

$$\frac{dk_\infty}{k_\infty} = \frac{df}{f} = -Pf,$$

or:

$$\frac{dk_{eff}}{k_{eff}} = \frac{dk_\infty}{k_\infty} - \frac{B^2\, d(L^2)}{1 + B^2L^2},$$

car, dans l'expression de k_{eff}, seuls k_∞ et L^2 varient par l'empoisonnement. La diminution relative du carré de la longueur de diffusion que produit l'empoisonnement P est (1) approximativement $-fP$.

Par suite:

$$\frac{dk_{eff}}{k_{eff}} = -Pf + \frac{B^2L^2fP}{1 + B^2L^2} = \frac{-fP}{1 + B^2L^2}.$$

La réactivité $\rho = \dfrac{k_{eff}^{-1}}{k_{eff}} \# k_{eff} - 1$ est donc diminuée de $\dfrac{fP}{1 + B^2L^2}$; on peut encore dire que le xénon introduit l'antiréactivité:

$$fP/(1 + B^2L^2).$$

Chez un réacteur à combustible enrichi, cette antiréactivité est sensiblement égale à l'empoisonnement P.

XII-6.2. **Empoisonnement par le samarium.**

Les phénomènes d'empoisonnement sont plus simples avec le samarium qu'avec le xénon parce que le samarium n'est produit que d'une manière: la désintégration du prométhéum radioactif issu de fission (par l'intermédiaire du néodyme qui constitue 1,4% des produits de fission) et parce que, le samarium étant stable, il ne disparaît que par capture neutronique:

$$^{235}U \xrightarrow[\text{fission}]{0{,}014} {}^{149}Nd \xrightarrow[1{,}7\text{ h}]{} {}^{149}Pm^* \xrightarrow[48\text{ h}]{} {}^{149}Sm.$$

La période de $^{149}Nd^*$ étant beaucoup plus courte que celle de ^{149}Pm, on peut faire l'approximation de considérer ^{149}Pm comme issu directement de la fission. Ceci donne pour le prométhéum:

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = 0{,}014 \cdot \Sigma_f \Phi - \lambda_{Pm} N_{Pm}, \qquad (1)$$

(1) Si le réacteur est hétérogène, on définit encore la longueur de diffusion par $L^2 = \dfrac{D}{\Sigma_a} = \dfrac{1}{3\Sigma_a \Sigma_{tr}}$ en calculant les sections macroscopiques d'absorption Σ_a et de transport Σ_{tr} par moyenne pondérée à partir de celles du modérateur et du combustible en tenant compte de leurs volumes et des flux (v. Cours de Génie Atomique du C.E.N. de Saclay, III, *Neutronique*, par G. VENDRYES, p. 128-129). De là résulte que L^2 est proportionnel à f, donc que l'on a sensiblement $d(L^2) / L^2 \# df/f = -fP$.

et pour le samarium: $\frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm} - \Phi N_{Sm} \sigma_{Sm}$. (2)

Les équations (1) et (2) permettent, en tenant compte des conditions initiales, de calculer l'empoisonnement par le samarium:

$$\lambda_{Pm} = 4 \cdot 10^{-6} s^{-1}. \qquad \sigma_{Sm} = 5{,}3 \cdot 10^4 \text{ barns.}$$

a) Equilibre.

L'équilibre est atteint lorsque les premiers membres de (1) et (2) sont nuls. Ceci donne un empoisonnement $P = \sigma_{Sm} N_{Sm} / \sigma_u N_u$ égal à 0,012 pour de l'uranium 235 pur et 0,0076 pour de l'uranium naturel.

b) Temps d'établissement de l'équilibre.

Si l'on place un combustible neuf dans un réacteur, les conditions initiales sont $N_{Pm} = 0$ et $N_{Sm} = 0$ quand $t = 0$.

Il en résulte que:

$$P = \frac{\sigma_{Sm} N_{Sm}}{\Sigma_u} = \frac{0{,}014\, \Sigma_f}{\Sigma_u} \left[1 + \frac{\lambda_{Pm} e^{-\sigma_{Sm} \Phi t} - \sigma_{Sm} \Phi e^{-\lambda_{Pm} t}}{\sigma_{Sm} \Phi - \lambda_{Pm}} \right].$$

La saturation de l'empoisonnement est d'autant plus vite atteinte que le flux Φ est plus élevé.

Lorsque le flux est: 10^{12}, 10^{13}, 10^{14} la saturation est atteinte à 1 % près au bout de :

$t =$	$87{,}2 \cdot 10^6$ s	$8{,}9 \cdot 10^6$ s	$1{,}48 \cdot 10^6$ s
soit:	100 jours	10,3 jours	1,7 jours

c) Variation de l'empoisonnement après arrêt d'un réacteur dont le flux était Φ.

On obtient : $P = 0{,}014 \frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} \left[1 + \frac{\Phi \sigma_{Sm}}{\lambda_{Pm}} (1 - e^{-\lambda_{Pm} t}) \right]$,

en admettant que l'équilibre était réalisé au moment de l'arrêt, ce qui n'est pas toujours le cas. L'empoisonnement tend en croissant vers une limite:

$$P_\infty = 0{,}014 \frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} \left(1 + \Phi \frac{\sigma_{Sm}}{\lambda_{Pm}} \right).$$

Pour de l'uranium 235 pur et un flux de 10^{14} n/cm^2·s on trouverait :

$$P_\infty = 0{,}0274.$$

Avec de l'uranium naturel et des flux plus faibles, on trouve des valeurs de P_∞ bien plus faibles.

L'empoisonnement par le samarium est donc beaucoup moins nuisible que celui par le xénon.

XII-7. **Diminution de réactivité par épuisement du combustible.**

Lorsqu'un réacteur à l'uranium naturel ou enrichi fonctionne, le nombre de noyaux fissiles de ^{235}U diminue, mais un phénomène inverse se produit: des noyaux fertiles de ^{238}U se transforment en plutonium ^{239}Pu fissible (p. 422, 425, 475). En pratique cette formation de plutonium ne suffit pas à compenser l'empoisonnement (p. 583 à 591) et la diminution du nombre des noyaux d'uranium 235. La réactivité baisse donc.

Une estimation de la variation de réactivité due à la diminution du nombre de noyaux de U-235 et à l'augmentation du nombre des noyaux de plutonium a été donnée par Maurin [1]. Cette variation est bien entendu proportionnelle au produit du flux dans le coeur et du temps, c'est-à-dire à l'énergie fournie par le réacteur. Si l'on exprime cette énergie θ en mégawatts-jour/tonne de combustible, on trouve que:

$$\frac{\delta k}{k} = \frac{\delta \eta}{\eta} \# - 1{,}07 \cdot 10^{-6} \cdot \theta [\nu - (0{,}003 + 1{,}55\,\nu)(\nu + 2{,}5 - 2{,}5p)]/\rho(1+\nu),$$

où: ρ est le pourcentage de noyaux fissiles dans le combustible:

$$\nu = 4 \cdot 10^{-3}(1-\rho)/\rho,$$

p est la probabilité anti-trappe.

Pour l'uranium naturel, cette formule se réduit à:

$$\delta k/k \# 10^{-4}\theta(-1{,}68 + 1{,}75p),$$

et pour de l'uranium enrichi à 5% à:

$$\delta k/k \# -2 \cdot 10^{-5}\theta(-0{,}234 + 0{,}293\,p).$$

Si $p \# 0{,}9$, ceci donnerait pour l'uranium naturel une augmentation de réactivité de $1{,}4\theta$ p.c.m.; et pour l'uranium à 5%, une baisse de $0{,}07\,\theta$ p.c.m. Avec une production d'énergie de 4000 M W j/ tonne, ceci donnerait pour l'uranium enrichi à 5% une baisse de 280 p.c.m. et pour l'uranium naturel une augmentation de 5800 p.c.m. Ce dernier chiffre ne correspond pas à la réalité parce que les hypothèses faites ont été trop simplificatrices: poisons, formation d'autres isotopes que ^{239}Pu à partir de ^{238}U, etc. La réalité est moins optimiste et les baisses de réactivité dues à l'épuisement du combustible sont de l'ordre de 200 p.c.m. pour un réacteur à faible puissance et de 4000 p.c.m. pour un réacteur à grande puissance.

(1) J. MAURIN, *Les Piles Atomiques à Neutrons Lents*, Paris, 1958 (Dunod, éditeur).

Des mesures de la baisse de réactivité ont été poursuivies jusqu'à 10 000 MWj/tonne (1) et même 16 000 MWj/tonne pour l'oxyde UO_2 (2).

XII-8. Contrôle de la réactivité par les barres absorbantes.

Les réacteurs de faible puissance, tels que les piles de recherche, travaillent généralement à niveau de puissance constant (si ce niveau doit être changé, on disposera du temps de variation qui pourra être de plusieurs heures). La constance de la puissance est assurée en compensant par l'antiréactivité de barres absorbantes la réactivité due au combustible diminuée des antiréactivités dues aux poisons, à l'échauffement, à l'usure du combustible, etc. (v. fig. page 478).

Dans les réacteurs à grande puissance, les mêmes problèmes se posent mais il faut pouvoir faire varier rapidement la puissance.

Pour reprendre l'exemple du réacteur P.W.R. déjà cité (p. 451) les barres permettent de disposer d'une antiréactivité de 25 600 p.c.m. Ceci permet en les retirant de maintenir constante la puissance du réacteur malgré une baisse de réacitivité de 6700 p.c.m. due aux poisons, une autre de 10 000 p.c.m. due à l'épuisement du combustible et 2 600 p.c.m. dus à un échauffement de 72° du réacteur. Au démarrage le combustible doit présenter une réactivité notablement inférieure à l'antiréactivité maxima de l'ensemble des barres.

D'une manière générale on distingue:

1° les barres de réglage (shim rods) qui compensent les grandes variations lentes de réactivité,

2° les barres de pilotage (control rods) qui compensent les petites variations rapides de réactivité dues par exemple à des variations de débit du réfrigérant,

3° les barres de sécurité (scram rods) dont la chute très rapide amène en une fraction de seconde la réactivité à une valeur très négative pour supprimer toute tendance du réacteur à devenir surcritique (ou divergent).

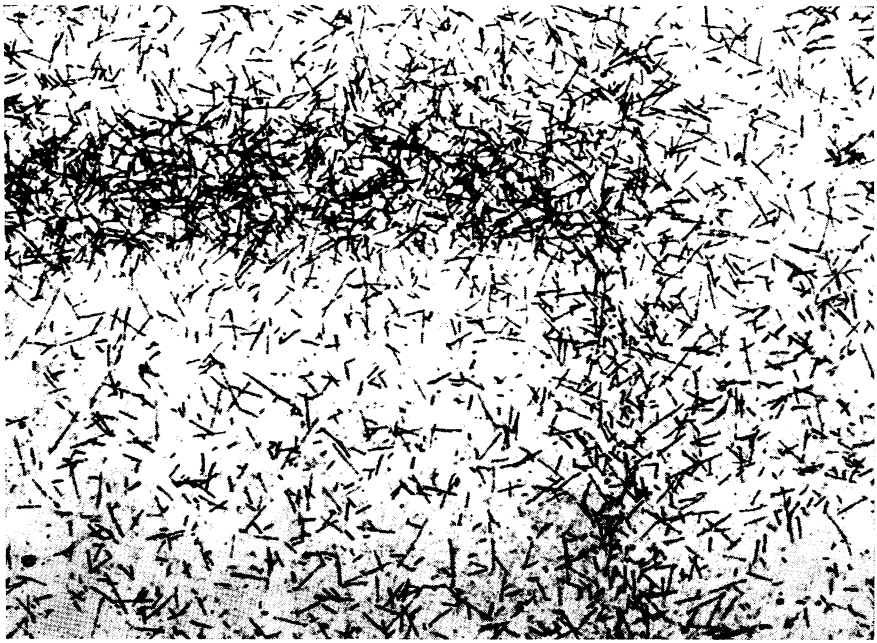
XII-9. Variations provoquées de puissance dans une centrale nucléaire (3).

A la différence des réacteurs de petite puissance, ceux des centrales électriques nucléaires doivent pouvoir changer rapidement leur puis-

(1) A. G. WARD, *Nucleonics*, 18, n° 10, octobre 1960, p. 69.

(2) S. B. GUNST, E. D. Mc GARRY et J. J. SCOVILLE, *Nucl. Sci. and Eng.* 7, 1960, p. 407.

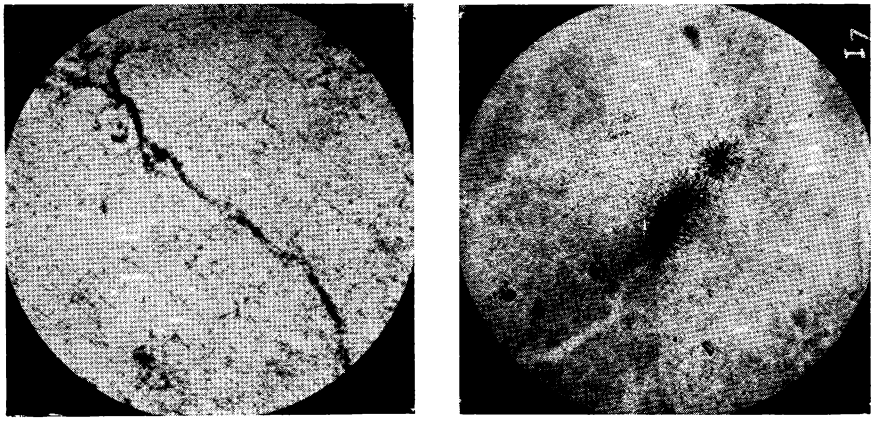
(3) On lira avec intérêt le rapport sur le contrôle des réacteurs de puissance publié dans *Nucleonics*, 16, 1958, n° 5, p. 61 à 92.



Rayons α émis par un cristal de zircon zoné. On constate une répartition irrégulière de ces rayons α et leur concentration suivant des directions nettes.

Mode opératoire. Une section du cristal a été polie et posée pendant un mois sur une émulsion nucléaire. La photographie ci-dessus ne représente qu'un angle du cristal.

(*Photo* Prof. COPPENS).

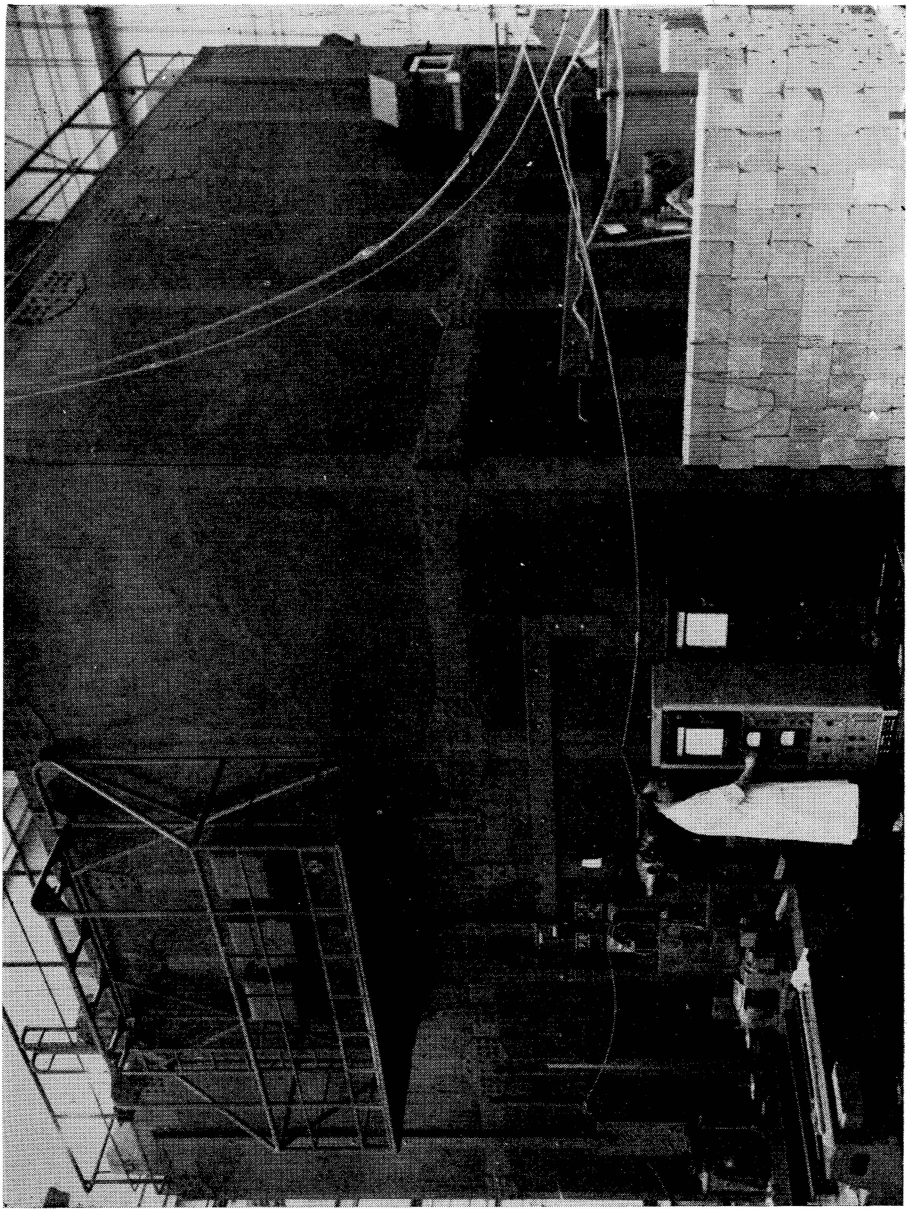


A gauche, **photographie d'un filonnet ferrugineux d'une lame mince d'un granite.**

A droite, **la lame précédente a été posée 3 mois sur une émulsion nucléaire;** celle-ci éclairée à travers la lame donne un négatif du filonnet sur lequel s'inscrivent les rayons α émis. (Agrandi 40 fois)

(*Photo* Prof. COPPENS).

PLANCHE XIV



Réacteur EL2 à SACLAY. *(Photo C.E.A)*

sance pour répondre aux demandes des usagers. Il en serait de même de réacteurs devant donner leur énergie à l'utilisateur directement sous forme thermique. La demande d'énergie par l'usager est ici la cause de variation de la puissance du réacteur.

Une difficulté est que jusqu'ici nous ne pouvons pas agir directement sur la puissance P mais sur la réactivité qui détermine la dérivée dP/dt de la puissance par rapport au temps, cette difficulté n'existe pas dans les centrales électriques hydrauliques ou thermiques où le réglage porte directement sur la puissance P elle-même (débit réglable d'eau ou de vapeur dans une turbine).

XII-10. **Relations entre puissance et températures.**

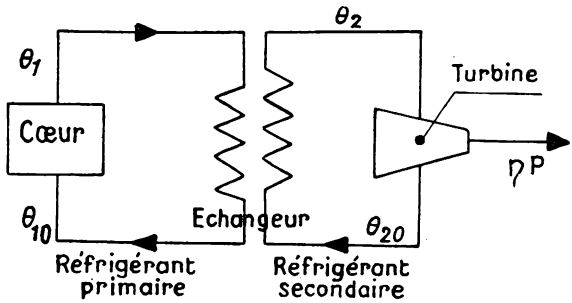


Fig. III-147

Soient M_1 kg/s le débit du fluide primaire, c_1 sa chaleur spécifique, θ_{10} et θ_1 ses températures d'entrée et de sortie dans le coeur du réacteur, θ_2 la température du fluide secondaire à son entrée dans la turbine et θ_{20} sa température à l'entrée de l'échangeur, A une quantité caractéristique de l'échangeur.

La quantité de chaleur cédée par seconde par le coeur au fluide primaire est:

$$1000\, M_1\, c_1\, (\theta_1 - \theta_{10}) \text{ calories/s},$$

et celle reçue par le fluide secondaire est:

$$A\left(\frac{\theta_1 + \theta_{10}}{2} - \theta_2\right) \text{ cal/s}.$$

Si en première approximation nous négligeons les pertes de chaleur dans les canalisations et l'échangeur, ceci correspond à une puissance thermique P (en kilowatts):

$$P = 4{,}18\, M_1\, C_1(\theta_1 - \theta_{10}), \tag{1}$$

$$P = 4{,}18 \cdot 10^{-3}\, A\left(\frac{\theta_1 + \theta_{10}}{2} - \theta_2\right). \tag{2}$$

Entre les quatre quantités P, θ_1, θ_{10}, θ_2 existent les deux relations (1) et (2), il y a donc deux variables indépendantes seulement. L'une est la puissance P dont nous voulons disposer. L'autre peut-être choisie suivant les commodités de fonctionnement, ou l'on pourra imposer une relation supplémentaire entre les quatre quantités P, θ_1 θ_{10}, θ_2.

Nous allons considérer deux exemples simples.

XII-10.1. **La température moyenne du coeur reste constante lorsque l'on fait varier la puissance.**

Alors:

$$\frac{\theta_1 + \theta_{10}}{2} = \text{constante.} \qquad (3)$$

L'équation (2) montre alors que pour faire croître P il faudra abaisser θ_2. Si le réfrigérant secondaire est de la vapeur d'eau, sa pression p_2 est fonction de θ_2 (1) et diminue lorsque θ_2 décroît, ceci sera un inconvénient car les turbines à vapeur sont habituellement construites pour être alimentées sous pression constante. Ici il faudra augmenter le débit D de vapeur quand la puissance croît, car cette puissance est aussi:

$$P = D(H - c\,\theta_{20}), \qquad (4)$$

H désignant l'enthalpie $U+pV$ à la température θ_2 de la vapeur.

L'équation (3) montre que si P croît, θ_1 et θ_{10} doivent varier en sens inverses de part et d'autre de leur moyenne $(\theta_1+\theta_{10})/2$.

Qualitativement on aura donc en fonction de la puissance P les variations représentées fig. III-148.

Si le réacteur a un coefficient de température $\frac{dk}{kdt}$ suffisamment négatif, on n'a pas besoin de modifier la position des barres de réglage pour changer la puissance. Il suffit de modifier le débit D de la vapeur en ouvrant plus ou moins une vanne du circuit secondaire. Si l'on veut faire croître P, on augmente D, la température moyenne du réfrigérant primaire ne change pas mais θ_1 croît, ce qui a pour effet de ramener la réactivité à une valeur assurant le régime critique donc la sécurité.

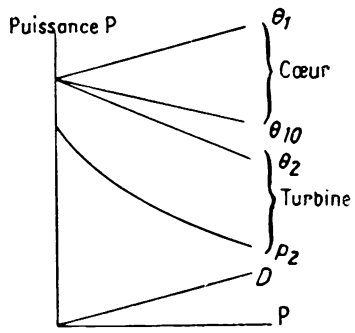


Fig. III-148

(1) On a par exemple la formule grossière p_2 (kgf/cm²) = $(\theta_2/100)^4$ (formule de Duperray, où θ_2 est la température Celsius) et la formule plus exacte:

$$\log p_2 = 17{,}443 - \frac{2795}{\theta_2} - 3{,}868 \log \theta_2,$$ où θ_2 est la température absolue et p_2 est en kgf/cm².

Ce mode simple de réglage, où les barres absorbant les neutrons n'interviennent qu'exceptionnellement, est employé dans les réacteurs L.M.F.R. et P.W.R.

XII-10.2. La pression de la vapeur reste constante si l'on change la puissance.

L'existence d'une relation thermodynamique entre p_2 et θ_2 montre que l'on doit maintenir θ_2 fixe si l'on veut que la pression p_2 reste constante. L'équation (2) montre alors que pour faire croître la puissance, il faut augmenter $(\theta_1+\theta_{10})/2$. Dans la plupart des réacteurs il apparaît alors une forte antiréactivité due à l'élévation de température. Cette antiréactivité est un élément intéressant de sécurité et d'autorégulation, mais ici il faut la compenser en retirant les barres de réglage d'une distance appropriée.

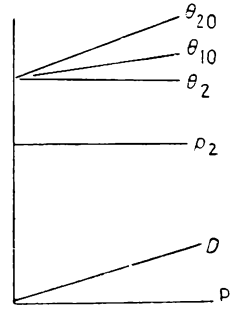


Fig. III-149

Il y a donc deux manoeuvres à faire pour augmenter la puissance:

1° augmenter le débit de vapeur (nécessaire d'après (4)),

2° retirer les barres de réglage.

Un servomécanisme peut lier la position des barres de réglage à la pression p_2 de sorte qu'une augmentation de pression provoque un enfoncement des barres.

Ce dispositif qui assure la constance de la pression a l'inconvénient d'être plus complexe que celui qui assurait la constance de température moyenne du coeur et ne demandait en principe que le réglage du débit de vapeur pour modifier la puissance. Il y a aussi l'inconvénient que le pressuriseur du circuit primaire doit jouer un rôle plus grand à cause de la variation de $(\theta_1+\theta_{10})/2$.

Dans la pratique, on fait généralement un compromis: on admet une diminution de θ_2, donc de la pression, entre des limites compatibles avec le bon fonctionnement des turbines.

XII-11. Modèle fonctionnel triangulaire d'une centrale nucléaire.

R. Dautray a montré (1) la commodité et la clarté qu'apporte une représentation schématique triangulaire d'une centrale nucléaire pour en

(1) Voir R. DAUTRAY, *Statique, dynamique et contrôle des centrales et moteurs atomiques.* Chapitre IX du tome IV B du Cours de Génie Atomique du C.E.N. de Saclay, 1957.

étudier le fonctionnement dynamique. Pour caractériser ce fonctionnement, il choisit trois variables:

1° puissance thermique du réacteur : P,

2° réactivité ρ,

3° une température du réacteur, θ, température qui détermine l'excès de réactivité.

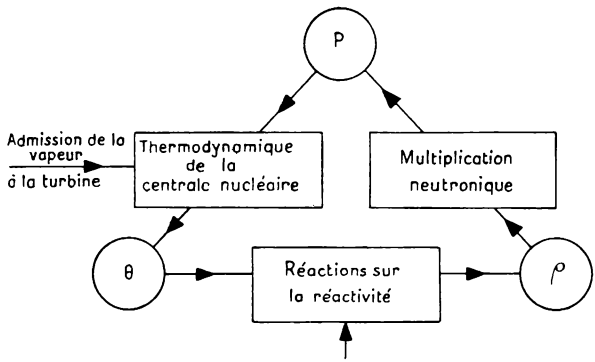


Fig. III-150

La dynamique du réacteur sera prévisible à l'aide des relations qui unissent les trois variables P, ρ, θ et les deux commandes extérieures: position des barres du contrôle, ouverture de la vanne d'admission de la vapeur.

A chacun des trois côtés du triangle correspond une relation mathématique mettant en jeu le temps t, les grandeurs figurées aux extrémités du côté et éventuellement un paramètre de réglage (c position des barres de contrôle ou v ouverture de la vanne d'admission de vapeur):

$$\begin{aligned} &\text{côté } (\theta, \rho) : \text{ relation } && f(\theta,\rho, c,t) = 0, \\ &\text{côté } (\rho, P) : \text{ relation } && g(\rho, P, t) = 0, \\ &\text{côté } (P, \theta) : \text{ relation } && h(P,\theta,v,t) = 0. \end{aligned}$$

A partir de ces relations, on pourra en principe obtenir trois équations différentielles donnant en fonction du temps:

$$\rho(t),$$
$$P(t)$$
$$\theta(t),$$

à condition de connaître c, v et les données initiales $\rho(0)$, $P(0)$, $\theta(0)$ ou d'imposer en fonction du temps la variation de l'une des variables ρ, P, θ. Par exemple, à l'instant $t = 0$, on donnera à ρ un accroisement en retirant les barres de contrôle d'une hauteur donnée et on cherchera si et comment P tend vers une limite.

XII-11.1. **Côté horizontal du modèle (côté θ, ρ).**

Considérons le cas le plus simple, celui d'un réacteur dont le modérateur fait en même temps office de réfrigérant. Tel est par exemple un réacteur à l'uranium enrichi dont le modérateur est de l'eau légère à la température θ. Dans ce cas la variation de θ détermine la variation de réactivité et l'on a simplement:

$$\Delta\rho \# \Delta k_{eff} = \alpha \Delta \theta,$$

α étant le coefficient de température du réacteur. Ce coefficient est de l'ordre de 30 p.c.m/°C.

On tiendra compte des barres de contrôle en écrivant:

$$\rho(t) = \rho_{barres} + \alpha [\theta(t) - \theta(0)]. \quad (1)$$

Si le réacteur a un réfrigérant et un modérateur distincts, la variation de ρ sera donnée par:

$$\rho(t) = \rho_{barres} + \alpha_u \Delta\theta_u(t) + \alpha_m \Delta\theta_m(t) + \alpha_r \Delta\theta_r(t), \quad (2)$$

où α_u et θ_u sont le coefficient de température et la température du combustible, α_m et θ_m les mêmes propriétés du modérateur, α_r et θ_r celles du réfrigérant primaire.

α_u est de — 1 à—3 p.c.m./°C.

α_r est de l'ordre de—30 p.c.m./°C.

α_m est très petit en valeur absolue, de l'ordre de $\pm$ 2 p.c.m./°C.

XII-11.2. **Côté droit du triangle (côté ρ, P).**

La puissance d'un réacteur se calcule à partir du flux neutronique (v. pp. 579 et 590). Ce flux $\Phi = nv$ fait intervenir la densité neutronique n des neutrons thermiques de vitesse v du coeur. Nous supposons dans ce qui suit que Φ est le même en tout point. On devra donc chercher comment la réactivité ρ, ou le coefficient de multiplication effectif en excès $k_{eff}-1$, fait évoluer n en fonction du temps pour trouver la relation:

$$g(P, \rho, t) = 0 \qquad \text{ou} \qquad g(P, k_{eff}, t) = 0.$$

Pour obtenir la relation rigoureuse donnant n en fonction du temps et du coefficient de multiplication effectif, il faut tenir compte à la fois des neutrons prompts et des neutrons retardés. A cet effet, on complète l'équation (2) de la page 435, en introduisant les neutrons retardés:

$$\frac{dn}{dt} = n \frac{k_{eff}(1-\beta)-1}{l} + \sum_1^6 \lambda_i C_i \quad (1)$$

variation de densité — des neutrons prompts, — des neutrons retardés.

La variation de la densité C_i des noyaux émetteurs du $i^{ème}$ groupe de neutrons retardés de constante radioactive λ_i et d'abondance β_i est donnée par:

$$\frac{dC_i}{dt} = \underbrace{\frac{\beta_i k_{eff} n}{l}}_{\substack{\text{création par fissions dues à l'ensemble des neutrons}}} \underbrace{- \lambda_i C_i}_{\substack{\text{disparition par radioactivité avec émission des neutrons retardés}}}. \qquad (2)$$

Il existe une équation telle que (2) pour chaque groupe de neutrons lents, donc l'équation (1) et les six équations $(2)_1$ ..... $(2)_6$ permettent d'obtenir une équation différentielle du septième ordre en n en éliminant les C_i.

Supposons que, le réacteur étant initialement à un état d'équilibre défini par:

$$\rho = 0 \qquad n = n_0 \qquad k_{eff} = 1 \qquad \text{si } t \leqslant 0$$

on impose à la réactivité une certaine variation en fonction du temps, par exemple un très petit saut brusque ou une variation linéaire. En prenant les transformées de Laplace $\mathcal{L}(n - n_0)$ et $\mathcal{L}(k_{eff} - 1)$ par rapport à la variable $s = \frac{d}{dt}$, on obtient:

$$\mathcal{L}(n - n_0) \# \frac{n_0}{l} \frac{\mathcal{L}(k_{eff} - 1)}{s\left[1 + \sum_1^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{s + \lambda_i}\right]} \qquad (3)$$

que l'on peut écrire encore:

$$\mathcal{L}(n - n_0) \# R(s)\, \mathcal{L}(k_{eff} - 1) = R(s)\, \mathcal{L}\rho. \qquad (3')$$

La fonction de transfert $R(s)$ permet de calculer la variation de n donc de la puissance du réacteur en fonction de la variation de réactivité ρ imposée à partir de t positif.

Cette fonction de transfert peut se mettre sous une forme approchée plus simple que (3):

$$R(s) = \# \frac{n_0}{l} \cdot \frac{1}{s} \cdot \frac{s + \bar{\lambda}}{s + \bar{r}}, \qquad (4)$$

avec les ordres de grandeurs suivants:

Réacteur thermique à l'uranium naturel $\begin{cases} l = 10^{-3} \text{ seconde} \\ \bar{\lambda} = 0{,}08 \text{ seconde}^{-1} \\ \bar{r} = 8 \text{ seconde}^{-1} \end{cases}$

Réacteur thermique à l'uranium enrichi
$$\begin{cases} l = 10^{-4} \text{ seconde} \\ \bar{\lambda} = 0{,}075 \text{ seconde}^{-1} \\ \bar{r} = 50 \text{ seconde}^{-1} \end{cases}$$

Réacteur rapide au plutonium pur
$$\begin{cases} l = 10^{-7} \text{ seconde} \\ \bar{\lambda} = 0{,}067 \text{ seconde}^{-1} \\ \bar{r} = 22\,870 \text{ seconde}^{-1} \end{cases}$$

Les expressions (3) et, à plus forte raison (4) de la fonction de transfert ne sont qu'approchées et ne sont valables que pour de très faibles réactivités ou antiréactivités. Supposons par exemple que l'on introduise à l'instant $t = 0$ une réactivité positive constante en faisant:

$$k_{eff} - 1 = \Delta k.$$

La transformée est:

$$\mathcal{L}\,(k_{eff} - 1) = \Delta\, k/s. \tag{5}$$

L'expression (4) donne:

$$\mathcal{L}\,(n - n_0) = \frac{n_0}{l}\,\frac{1}{s}\,\frac{s+\bar{\lambda}}{s+\bar{r}}\,\frac{\Delta k}{s}, \tag{6}$$

qui peut se décomposer en:

$$\mathcal{L}\,(n - n_0) = \frac{n_0\,\Delta k}{l}\left[\frac{\bar{\lambda}}{\bar{r}\,s^2} - \frac{\bar{\lambda}-\bar{r}}{\bar{r}^2\,s} + \frac{\bar{\lambda}-\bar{r}}{\bar{r}^2}\,\frac{1}{s+\bar{r}}\right], \tag{7}$$

ce qui donne comme original:

$$n - n_0 = \frac{n_0\,\Delta k}{l}\left[\frac{\bar{\lambda}t}{\bar{r}} + \frac{\bar{r}-\bar{\lambda}}{\bar{r}^2}\,H(t) - \frac{\bar{r}-\bar{\lambda}}{\bar{r}^2}\,e^{-\bar{r}t}\right], \tag{8}$$

$H(t)$ désignant la fonction unité d'Heaviside.

Le développement en série de (8) donne:

$$n = n_0 + n_0\,\frac{\Delta k}{l}\left[t - \frac{\bar{r}-\bar{\lambda}}{2}\,t^2 \ldots\ldots\right].$$

Les approximations faites, valables seulement au début de la croissance de n, dissimulent que cette croissance est en réalité une somme d'exponentielles. L'augmentation exponentielle de n a été vue d'une manière approchée (p. 431) qui représente ensuite mieux la réalité que la formule (8) ci-dessus.

Le calcul peut se faire numériquement sans approximations, par exemple avec une machine à calculer électronique. Il permet de voir comment

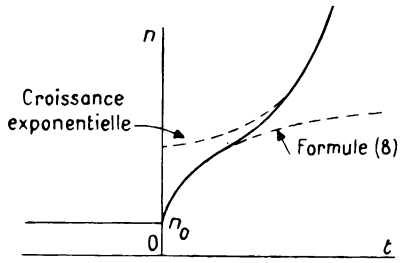


Fig. III-151

varie le flux neutronique en fonction du temps et du saut de réactivité.

$\Phi = Ae^{t/T} + A_1 e^{t/T_1} + \ldots + A_6 e^{t/T_6}$

quel que soit ρ, A est positif, T_1, T_2 ... T_6 sont négatifs; si $\rho > 0$, $T > 0$, A, ... $A_6 < 0$; si $\rho < 0$, $T < 0$, A, ... $A_6 > 0$; T est donné par l'équation (2) de Nordheim (p. 433).

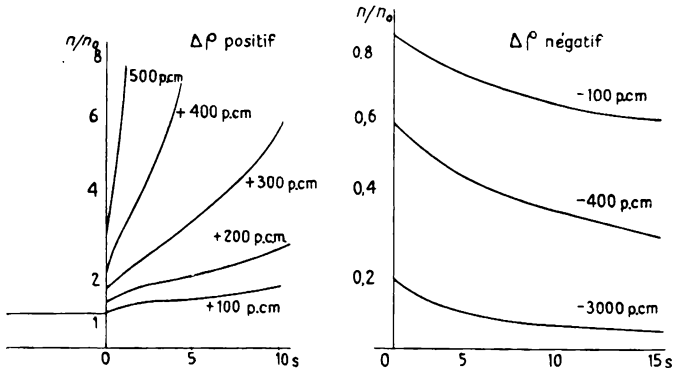


Fig. III-152

La période du réacteur change avec la réactivité. Comme nous l'avons déjà vu (page 434) elle diminue très vite lorsque le saut positif de réactivité augmente. Par contre lorsqu'une antiréactivité croît (saut négatif), la période, négative, croît vers une limite finie très voisine de — 80 secondes. Il n'est donc pas possible, quelle que soit l'antiréactivité apportée, de faire tomber la puissance d'un réacteur aussi vite qu'on le voudrait, mais au mieux de 50% en 55 secondes.

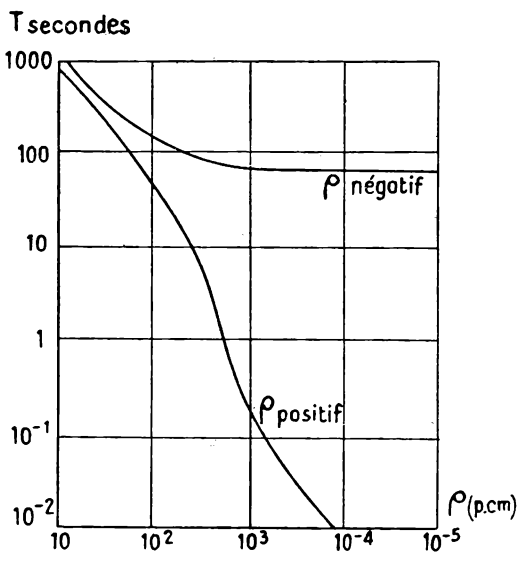


Fig. III-153

La fonction de transfert R (s) peut se déterminer expérimentalement comme pour un amplificateur. Par la méthode harmonique, on fera varier $k_{eff}-1$ sinusoïdalement et on tracera la courbe de description du nombre complexe R ($f\,\omega$) dans le plan complexe. On pourra aussi porter, en fonction de ω, l'amplitude et la phase φ de R en coordonnées cartésiennes et introduire comme pour un amplificateur, un gain en décibels :

$$G = 20 \log_{10} | R (j\omega) | .$$

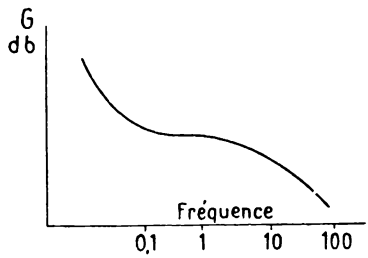


Fig. III-154

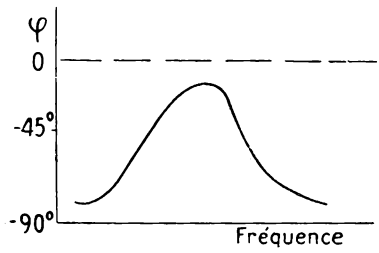


Fig. III-155

Les courbes représentant G et φ en fonction de la fréquence, ou la courbe de description de R ($j\omega$) dans le plan complexe permettent d'étudier la stabilité du réacteur isolé, c'est-à-dire non couplé aux turbines.

XII-11.3. **Côté gauche du triangle (côté P, θ).**

La puissance P du réacteur détermine la température des barres de combustible, cette température est reliée à la température moyenne $\frac{\theta_1 + \theta_{10}}{2} = \theta_{1m}$ du liquide réfrigérant dans le réacteur. Si nous introduisons une constante de temps τ pour tenir compte de la transmission de la chaleur, on obtient une équation opérationnelle de la forme :

$$\gamma\, \mathcal{L}[P(t) - P(0)] = (1 + s\tau)\, \mathcal{L}[\theta_{1m}(t) - \theta_{1m}(0)]. \qquad (1)$$

Ceci peut se voir schématiquement ainsi :

En régime stationnaire la conservation de l'énergie donne directement (v. page 593 équation (1)) :

$$P = 4{,}18\, M_1\, C_1\, (\theta_1 - \theta_{10}),$$

mais en régime transitoire il faut ajouter la puissance dépensée à élever la température du réacteur dont la capacité calorifique est B:

$$4{,}18\, B\, d\theta_{1m}/dt$$

d'où :

$$P = 4{,}18\, [M_1\, C_1\, (\theta_1 - \theta_{10}) + B\, d\theta_{1m}/dt]$$

ou :

$$P = 4{,}18\ [2\ M_1\ C_1\ (\theta_{1m} - \theta_{10}) + B\ d\theta_{1m}/dt], \tag{2}$$

qui est équivalent à l'équation opérationnelle (1).

Si nous posons :

$$T(t) = \theta_{1m} - \theta_{10}, \quad \gamma = 1/4{,}18\ B, \quad \lambda = 2\ M_1\ C_1/B = 1/\tau,$$

(2) peut s'écrire :

$$\gamma\ P(t) = \lambda\ T(t) + \frac{dT(t)}{dt}. \tag{3}$$

Ceci est l'équation thermodynamique réduite du côté Pθ du triangle θ ρ P, on la désigne sous le nom de relation de Newton.

XII-11.4. **Extraction constante de puissance.**

Un cas particulier important est celui d'une extraction constante de puissance, ou, ce qui revient au même, de quantité de chaleur $2M_1\ C_1\ (\theta_{1m} - \theta_{10})$. Dans ce cas, on peut écrire (3):

$$\gamma\ [P(t) - P_{extraite}] = dT(t)/dt.$$

En négligeant les neutrons retardés, le fonctionnement du réacteur est décrit par:

$$\begin{cases} \rho(t) = \rho_{\text{barres}} + \alpha\ T(t) & (1) \quad \text{d'après (1) page 597} \\ \dfrac{dP(t)}{dt} \# P(t)\ \dfrac{\rho(t)}{l} & (2) \quad \text{d'après (1) § XII-11,2 page 597,} \\ \dfrac{dT(t)}{dt} = \gamma[P(t) - P_{extraite}] & (3) \end{cases}$$

d'où en éliminant ρ:

$$\begin{cases} \dfrac{dP(t)}{P(t)dt} = \dfrac{\rho_{\text{barres}} + \alpha\ T(t)}{l} & (4) \\ \dfrac{dT(t)}{dt} = \gamma[P(t) - P_0] & (5) \end{cases}$$

En dérivant la première équation, nous pouvons éliminer T (*t*):

$$\frac{d^2\ \text{Log}\ P}{dt^2} = \frac{\alpha\gamma}{l}\ [P(t) - P_0] \tag{6}$$

Si les variations de P sont petites, posons $P = P_0 (1+\varepsilon)$, il vient

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \frac{\alpha\gamma}{l} P_0 \varepsilon = 0, \tag{7}$$

ce qui montre qu'il existe des oscillations périodiques de P autour de la puissance extraite constante P_0. Ces oscillations ont la pulsation ω telle que $\omega^2 = \alpha\gamma P_0/l$. La différence de température $T(t)$ oscille également. La fréquence des oscillations croît avec la puissance extraite et avec le coefficient de température.

Le calcul exact des variations de P et T en fonction du temps exigerait l'emploi des équations (5) et (6).

XII-12. Variation de puissance d'un réacteur à la suite d'une petite variation de réactivité.

Nous allons considérer le cas très simple où le temps mis par le réfrigérant pour décrire un cycle est très grand devant la durée des phénomènes transitoires. Nous considérons comme constante la température θ_{10} d'entrée du fluide réfrigérant dans le coeur du réacteur.

En notation opérationnelle, nous avons les équations suivantes:

pour la variation de réactivité avec la température:

$$\mathcal{L}[k_{eff}(t) - k_{eff}(0)] = \mathcal{L}[k_{barres}(t) - k_{barres}(0)] + \alpha\,\mathcal{L}[\theta_{1m}(t) - \theta_{1m}(0)]; \tag{1}$$

pour la variation de puissance avec la réactivité (page 598):

$$\mathcal{L}[P(t) - P(0)] = R(s) \quad \mathcal{L}[k_{eff}(t) - k_{eff}(0)], \tag{2}$$

avec $R(s) = P_0/ls[1 + \sum_1^6 \beta_i \lambda_i/(s + \lambda_i)]$; (2')

pour la variation de température avec la puissance (éq. (1), p. 601):

$$\mathcal{L}[P(t) - P(0)] = 8{,}36\, M_1 C_1 (1 + \tau s)\, \mathcal{L}[\theta_{1m}(t) - \theta_{1m}(0)]. \tag{3}$$

En éliminant $\mathcal{L}[k_{eff}(t) - k_{eff}(0)]$ on peut obtenir à partir de (1) (2) et (3), l'expression de $\mathcal{L}[P(t) - P(0)]$ et celle de $\mathcal{L}[\theta_{1m}(t) - \theta_{1m}(0)]$ en fonction de $\mathcal{L}[k_{barres}(t) - k_{barres}(0)]$:

$$\mathcal{L}[P(t) - P(0)] = \frac{R(s)\,\mathcal{L}[k_{barres}(t) - k_{barres}(0)]}{1 - \alpha R(s)/8{,}36\, M_1 C_1 (1 + s\tau)} \tag{4}$$

$$\mathcal{L}[\theta_{1m}(t) - \theta_{1m}(0)] = \frac{R(s)\,\mathcal{L}[k_{barres}(t) - k_{barres}(0)]}{8{,}36\, M_1 C_1 (1 + s\tau) - \alpha R(s)} \tag{5}$$

Donnons aux barres à l'instant $t = 0$, un déplacement subit il en résulte:

$$k_{barres}(t) - k_{barres}(0) = \Delta k.$$

Valeurs limites.

Lorsque le temps tend vers l'infini, P tend vers une limite donnée par (1) :

$$P(\infty) - P(0) = \lim\,[s\,\mathcal{L}(P(t) - P(0)]_{s\to 0} = \frac{R(0)\,\Delta k}{1 - \alpha\,R(0)/8{,}36\,M_1\,C_1}.$$

Comme

$$R(0) = \infty : \begin{cases} P(\infty) - P(0) = -\dfrac{8{,}36\,M_1\,C_1\,\Delta k}{\alpha} \\ \theta_{1m}\,(\infty) - \theta_{1m}\,(0) = \dfrac{\Delta k}{-\alpha} \end{cases}$$

XII-12.1. **Stabilité naturelle.**

L'expression (4) est sous la forme qui permet l'application du critérium de Nyquist, relatif à la stabilité, basé sur le théorème de Cauchy.

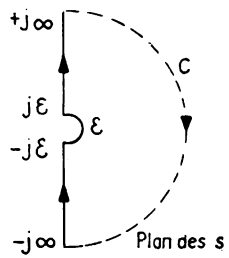


Fig. III-156

Lorsque le nombre complexe s décrit le contour de Bromwich C ci-contre (où l'origine a été évitée car elle est un pôle du dénominateur de (4)), le nombre complexe:

$$Z = \frac{-\alpha\,R(s)}{8{,}36\,M_1\,C_1\,\tau(s + 1/\tau)}$$

décrit une courbe C'. Le numérateur de Z n'ayant pas de pôle, la stabilité sera assurée si la courbe C' n'a pas à son intérieur le point (−1,0), car en ce cas d'après le théorème de Cauchy le dénominateur de (4) n'a pas de racine en s située dans C donc à partie réelle positive.

Quand ω varie de $-\infty$ à $+\infty$ (avec le détour près de 0), Z décrit la courbe C' figurée ci-contre où les valeurs de s sont indiquées.

On obtient facilement la forme de cette courbe en prenant l'expression approchée de R(s):

$$R\,(s) = \frac{P_0}{l}\,\frac{1}{s}\,\frac{s + \bar{\lambda}}{s + \bar{r}}$$

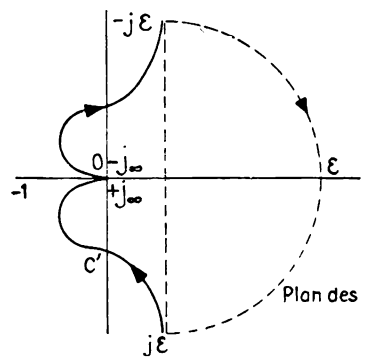


Fig. III-157

(1) En vertu d'un théorème qui dit que si P et dP/dt ont une transformée de Laplace et que $s\,\mathcal{L}$P n'a pas de singularité pour s positif, si P(t) a une limite pour $t = \infty$, $s\,\mathcal{L}$P(t) a même limite quand s tend vers zéro.

(équation (4) page 598), ce qui donne:

$$Z = A \frac{s + \bar{\lambda}}{s(s + \bar{r})(s + 1/\tau)}, \text{ avec } A = -\alpha P_0/8{,}36\, M_1 C_1 \tau l.$$

C' a une asymptote verticale d'abscisse $A \frac{\bar{\lambda}\tau}{\bar{r}} \left(\frac{1}{\bar{\lambda}} - \frac{1}{\bar{r}} - \tau \right)$ lorsque $\omega = 0$ et un point de rebroussement sur l'axe des abscisses pour ω infini. Les valeurs de $\bar{\lambda}$, $\bar{r}$, (p. 598, 599) et de τ (de l'ordre de la seconde) montrent que l'abscisse de l'asymptote est du signe de A et que A est positif (α négatif); C' a l'aspect ci-dessus. Il y a donc stabilité si le coefficient de température de la réactivité est négatif. Cependant la courbe C' peut passer assez près du point $(-1, 0)$ pour qu'un saut de réactivité produise des oscillations de puissance d'amplitude gênante. Si le coefficient de température de la réactivité α était positif, A serait négatif et la courbe C' présenterait une disposition symétrique de celle ci-dessus par rapport à l'origine 0. Elle entourerait le point $(-1, 0)$ et le réacteur serait instable.

XII-13. **Contrôle dans les réacteurs.**

Nous venons de voir qu'un réacteur à coefficient de réactivité négatif est stable naturellement. Néanmoins, pour éviter des augmentations dangereuses de puissance dues à des incidents involontaires, des dispositifs de contrôle sont employés. Ceux-ci sont d'autant plus nécessaires que le coefficient de réactivité est moins négatif.

Ces dispositifs de contrôle constituent des boucles de contre-réaction qui viennent plus ou moins compliquer le schéma triangulaire (p. 596). En définitive, des signaux commandent par des servomécanismes la position des barres de contrôle. Ces signaux sont de nature variée: demande de puissance dans une centrale nucléaire, température de points bien choisis dans le coeur (en général température du combustible), flux neutronique, période du réacteur. En général plusieurs signaux sont combinés entre eux pour obtenir la sécurité maxima de fonctionnement. On utilise très souvent des combinaisons des signaux et de leur dérivée, par exemple la pile française EL3 utilise :

$$A(P_0 - P) + B\, dP/P\, dt.$$

Le calcul opérationnel permet de prévoir le fonctionnement du réacteur contrôlé, mais le plus souvent on réalise en outre un simulateur électronique avant la réalisation définitive.

C'est essentiellement par des moyens électroniques que les signaux de sécurité sont élaborés et acheminés aux servomécanismes de commande.

Le rôle de l'électronique dans la marche d'un réacteur nucléaire est si important que l'on a dit qu'un réacteur était un « temple de l'amplificateur à courant continu ».

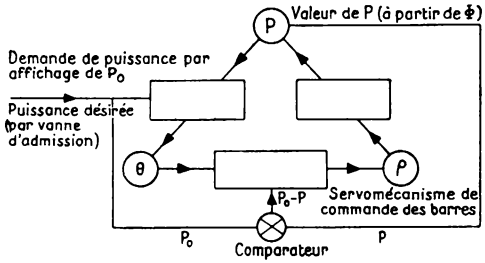


Fig. III-158

Voici par exemple ci-dessus, le contrôle par la demande de puissance figuré sur le schéma triangulaire de M. R. Dautray (1) (voir p. 596). Le dispositif comparateur sera par exemple un amplificateur électronique différentiel.

Le réglage du réacteur P. W. R se fait essentiellement au moyen de deux signaux de sécurité :

1° un signal proportionnel à l'augmentation relative du flux neutronique par unité de temps : $d\Phi/\Phi\, dt$;

2° un signal proportionnel à l'augmentation $\theta_{1m}-\theta_{1mo}$ de la température moyenne $\theta_{1m}=\dfrac{\theta_{10}+\theta_1}{2}$ du fluide dans le circuit primaire du réfrigérant au-delà d'une température affichée θ_{1mo}.

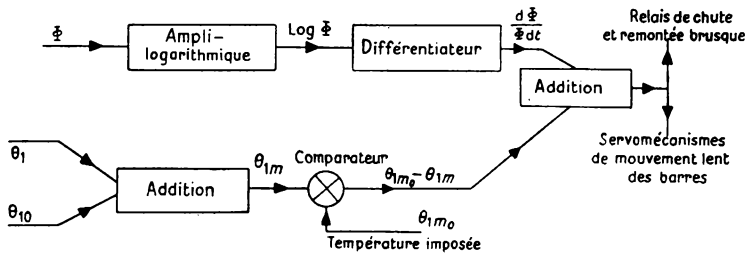


Fig. III-159

(1) R. DAUTRAY, p. 165, chap. IX, du tome IV B du *Cours de Génie Atomique* du C.E.N. de Saclay, 1957.

XII-14. Elaboration des signaux de commande du contrôle.

XII-14.1. Signal de puissance.

On a besoin d'un signal proportionnel à $P_0 - P$, P_0 étant la puissance désirée, P la puissance que possède réellement le réacteur. La puissance étant proportionnelle au flux neutronique Φ (p. 579), on obtiendra le signal désiré à partir d'une tension (ou d'un courant électrique) proportionnelle à Φ. A cet effet, on utilise des chambres d'ionisation compensées (pages 173 à 175) qui donnent aux bornes d'une résistance une tension continue proportionnelle à Φ donc à P.

XII-14.2. Signal de réactivité ou de période.

La période T étant définie par:

$$P(t) = P(0)e^{-\frac{t}{T}},$$

on peut écrire:

$$T = \frac{dP}{P\,dt}$$

ce qui permet d'obtenir T de deux manières différentes.

XII-14.2.1. *Période par servomécanisme.*

$$T = \frac{dP/dt}{P};$$

on formera électroniquement la dérivée de la puissance par rapport au temps et on la divisera par la puissance, par exemple au moyen d'un servomécanisme. Ce procédé a été employé en France.

Le signal d'entrée V est proportionnel à P. En A on obtient par CR_2 la dérivée dV/dt. Celle-ci est opposée à la tension en B, proportionnelle à xV donc à xP. On envoie $V_A - V_B$ à un potentiomètre enregistreur du commerce légèrement modifié.

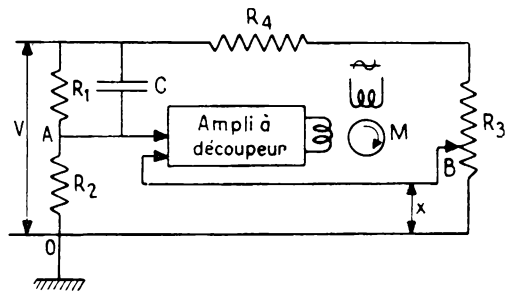


Fig. III-160

Cet appareil déplace le curseur B jusqu'à ce que $V_A - V_B = 0$ au moyen du moteur diphasé M dont une phase est alimentée grâce à la tension de sortie de l'amplificateur par $K(V_A - V_B)$ sin ωt et l'autre par U cos ωt prélevé sur le secteur. Il y a équilibre quand $xV = C^{te} \frac{dV}{dt}$ ou $x = \frac{C^{te} dV}{V\,dt}$, $x = C^{te} \frac{dP/dt}{P}$, qui est bien de la forme cherchée.

On prend R_2 très inférieur à R_1, le calcul montre alors que:

$$x \# \frac{R_2 (R_3 + R_4)}{R_3 (R_1 + R_2)} \left(1 + C R_1 \frac{dP}{P\,dt}\right).$$

Cette expression montre qu'on peut en commutant C faire varier la sensibilité et en changeant les résistances déplacer le zéro de l'appareil. On réalise par exemple une graduation à zéro central et deux échelles portant soit la période, soit la réactivité (1) de -500 à $+500$ p.c.m. et de -100 à $+100$ p.c.m.

Cet appareil donne de lui-même l'enregistrement de la période en fonction du temps puisque le curseur B est lié à un style inscripteur.

XII-14.2.2. ***Période par amplificateur logarithmique.*** — On peut écrire aussi la période:

$$T = \frac{d \operatorname{Log} P}{dt}.$$

Il en résulte une autre manière d'obtenir T. On envoie la tension proportionnelle au flux neutronique Φ, donc à P, dans un amplificateur logarithmique, puis on dérive par rapport au temps la tension de sortie de cet amplificateur. C'est le procédé employé aux U.S.A. L'amplificateur utilise des diodes, la tension v aux bornes d'une diode parcourue par un courant i est de la forme:

$$v \# C^{te} + 0{,}085 \operatorname{Log} i \quad \text{(volts)}.$$

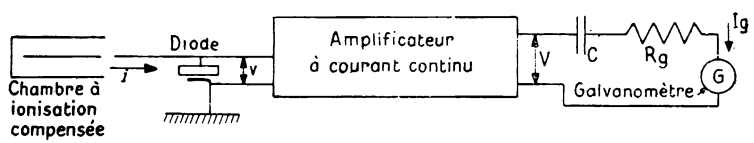
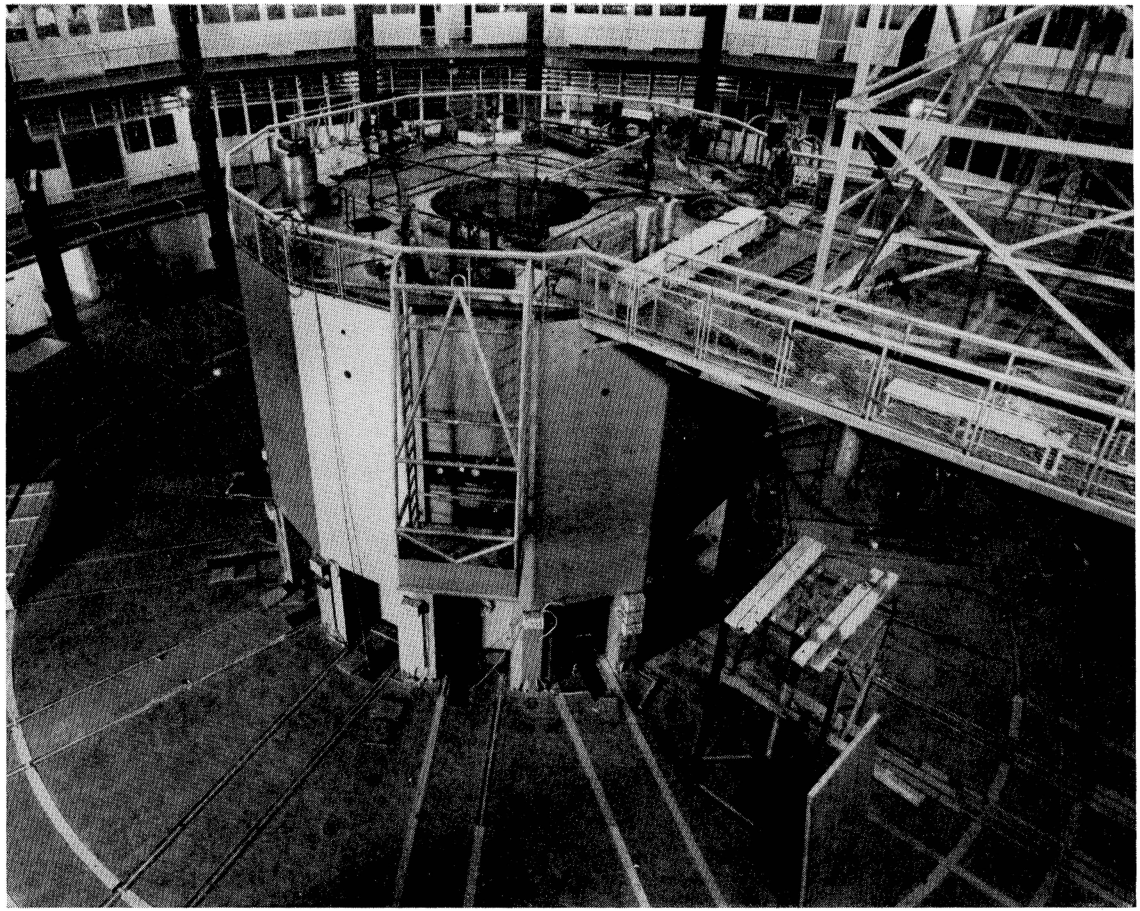


Fig. III-161

Pour une diode donnée, cette relation est valable sur une gamme de six puissances de 10 pour des courants i allant de 10^{-14} à 10^{-6}A. Ce dispositif,

(1) Voir § XII-14.2.3.

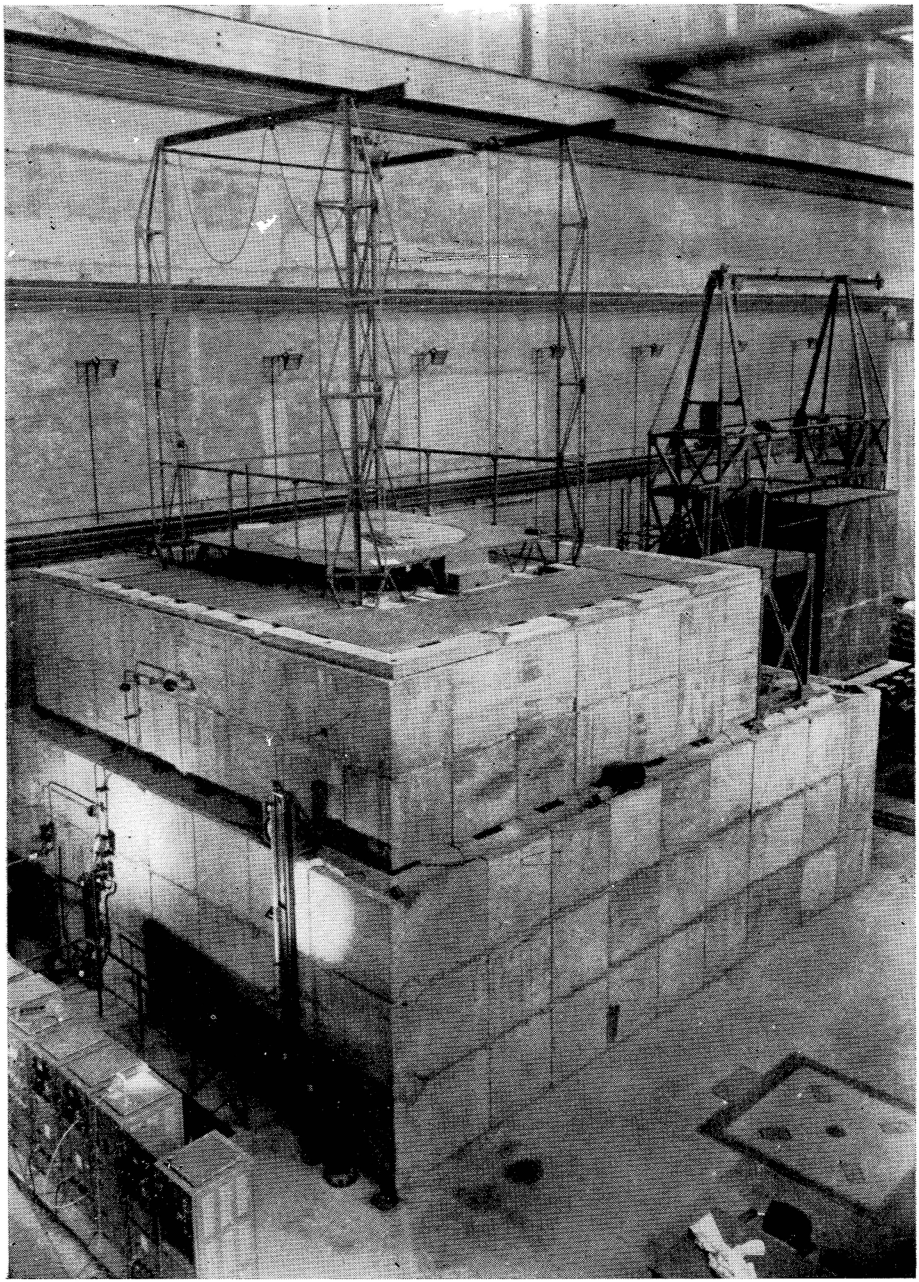


Réacteur EL3.

(*Photo C.E.A.*)

PLANCHE XV

PLANCHE XVI



Réacteur Aquilon.

(*Photo C.E.A.*)

plus simple que celui à servomécanisme, a l'inconvénient d'être moins stable. Nous avons:

$$V = Av = A(0{,}085 \text{ Log } i + C^{te}).$$

Le courant I_g dans le galvanomètre de résistance R_g obéit à:

$$I_g R_g + \frac{1}{C} \int I_g \, dt = V$$

ou:

$$I_g \# C \frac{dV}{dt} = A C 0{,}085 \frac{d \text{ Log } i}{dt} = A C \cdot 0{,}085 \cdot \frac{d \text{ Log } P}{dt},$$

puisque i est proportionnel à P, d'où:

$$I_g = A C \cdot 0{,}085 \, T.$$

Ce courant I_g est proportionnel à la période T du réacteur. Il en serait de même de la tension aux bornes de R_g qui pourra être utilisée pour donner un signal proportionnel à T. Un doma ine logarithmique encore plus étendu, de 10^{-11} à 10 ampères, a été obtenu avec des diodes au silicium (1).

XII-14.2.3. ***Réactivité.*** — La réactivité ρ s'obtient facilement à partir de T puisque si la durée de vie moyenne d'une génération de neutrons thermiques est τ, nous avons:

$$P = P_0 \, e^{(k_{eff}-1)t/\tau} = P_0 \, e^{t/T},$$

$$k_{eff} - 1 = \tau/T \quad \text{et} \quad \rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} = \frac{\tau/T}{1 + \tau/T} \# \tau/T.$$

Lorsque le type du réacteur est connu, τ est connu (voisin de 0,1 seconde pour un réacteur thermique) et ρ est de la forme $\rho = C^{te}/T$.

Le signal qui donne T donne donc également ρ et l'on peut directement graduer un cadran en réactivité, comme on l'a vu pour le dispositif du § XII-14.2.1. A défaut de tension de signal proportionnelle à ρ, on peut du moins obtenir facilement une lecture de ρ. A cet effet, on envoie sur les plaques de déviation verticale d'un oscillographe cathodique une tension alternative de la forme $K(dP/dt) \cos \omega t$ obtenue grâce à la dérivation du signal provenant d'une chambre d'ionisation. Sur les plaques de déviation horizontale, on envoie une tension alternative $(KP \cos \omega t)/a$. Le spot décrit une droite de Lissajous dont l'inclinaison α est telle que:

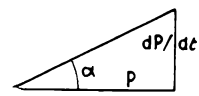


Fig. III-162

$$\text{tg } \alpha = \frac{a \, dP/dt}{P} = aT = a\rho/\tau,$$

(1) W. K. BROOKSHIER, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 8, p. 108.

ce qui permet sur une échelle d'allure logarithmique une lecture commode de ρ dans un intervalle étendu.

XII-14.3. **Elaboration du signal de commande.**

Le signal qui commande le servomécanisme produisant la montée (diminution de l'antiréactivité) des barres ou leur descente est généralement une combinaison de plusieurs signaux, par exemple ce peut-être la somme:

d'un signal de commande de puissance, proportionnel à $P_0 - P$,

d'un signal de réactivité proportionnel à $T_0 - T$ ou fonction linéaire de $dP/P\, dt$,

d'un signal de température proportionnel à $\theta_0 - \theta$, élévation de température en certains points du réacteur.

On emploie aussi un signal de la forme:

$$A\,[\mathrm{Log}\, P_0 - \mathrm{Log}\, P] + B\, d(\mathrm{Log}\, P)/dt.$$

C'est surtout au moyen de l'électronique que s'élabore le signal de commande des barres de contrôle. Ce signal agit en définitive sur des moteurs pour les mouvements normaux continus des barres et sur des relais pour les mouvements rapides. En particulier des relais sont déclenchés au-dessus d'une certaine réactivité et commandent la chute des barres de sécurité, chute qui peut être accélérée par des ressorts ou de l'air comprimé. Tous les dispositifs sont agencés de sorte qu'en cas de panne ou de défectuosité la réactivité soit très abaissée de manière à arrêter la divergence du réacteur.

Les dispositifs de sécurité interviennent pour moins de 2% dans le prix d'un réacteur.

XII-15. **Effet des barres de contrôle.**

L'antiréactivité apportée par une barre de contrôle est maxima quand la barre est située le long de l'axe de symétrie du réacteur, parce qu'elle est alors placée à l'endroit où en son absence le flux de neutrons était maximum. Lorsque la barre est excentrée son efficacité est moindre. Les calculs théoriques, toujours compliqués, ne sont en général qu'approchés et sont encore partiellement tenus secrets aux U.S.A.

Nous donnerons seulement les résultats approchés concernant la diminution Δk du coefficient de multiplication k_{eff} sous l'action d'une barre centrale supposée complètement absorbante et entièrement enfoncée dans un réacteur cylindrique.

Désignons par R le rayon du coeur du réacteur supposé cylindrique, R' le rayon effectif de la barre absorbante c'est-à-dire son rayon géométrique

R_0 diminué de la distance d d'extrapolation $R' = R_0 - d$, L la longueur de diffusion, τ l'âge, M la longueur de migration, λ_{tr} le libre parcours moyen de transport. L, τ, M, λ_{tr} concernent le coeur hors de la barre.

La théorie à un groupe donne:

$$\Delta k \# -7{,}5\frac{L^2}{R^2}\,[\mathrm{Log}\ R/R' - 0{,}76]^{-1}.$$

Une théorie à deux groupes donne après un long calcul:

$$\Delta k \# -\frac{7{,}5\ M^2}{R^2}\left[0{,}116(1+\tau/L^2)+\frac{\tau}{L^2}\,\mathrm{Log}\,\frac{L\sqrt{\tau}}{MR'}+\mathrm{Log}\,\frac{R}{2{,}4\ R'}\right]^{-1} \quad (2)$$

pour laquelle on se contente souvent de l'approximation:

$$\Delta k \# -\frac{7{,}5\ M^2}{R^2}\left[0{,}001+\mathrm{Log}\ R/2{,}4\ R'\right]^{-1}. \quad (3)$$

La valeur de d n'est 0,71 λ_{tr} que si R_0 est très supérieur au libre parcours moyen de transport λ_{tr}. Dans le cas général d/λ_{tr} est donné par la courbe ci-contre (1).

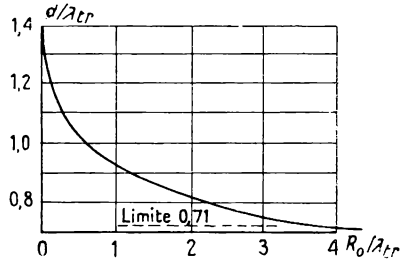


Fig. III-163

Si Δk est choisi, l'une des formules (1) (2) ou (3) donne R' en fonction de R et Δk. De la valeur de R', on tire celle du rayon géométrique R_0 par $R_0 = R' + \left(\frac{d}{\lambda_{tr}}\right)\lambda_{tr}$ à l'aide de la courbe $(R_0/\lambda_{tr},\ d/\lambda_{tr})$ ci-dessus, ou plus commodément à l'aide du graphique ci-contre qui en est déduit.

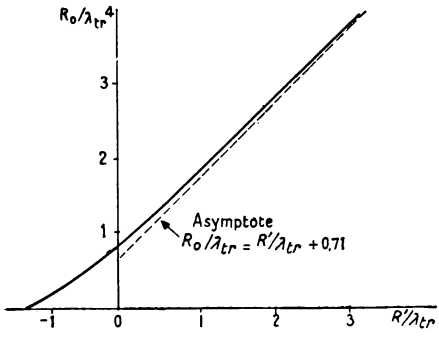


Fig. III-164

Les barres de contrôle ont très souvent, pour avoir une plus grande rigidité, une section cruciforme ou rectangulaire (2). On peut calculer un rayon effectif équivalent (3) et utiliser les expressions précédentes. On utilise aussi des plaques absorbantes.

(1) R. L. MURRAY et A. C. MENIUS, *Nucleonics*, avril 1953, p. 23.
(2) *Reactor Handbook Physics*, p. 606-607.
(3) H. ETHERINGTON, *Nuclear Engineering Handbook*, p. 8-16, Mc Graw Hill, New-York, 1958.

Le mécanisme par lequel une barre abaisse la réactivité est en réalité double:

1° Il y a absorption de neutrons dans la barre ce qui diminue Φ à son voisinage: la courbe $C(r, \Phi)$ est remplacée par C′ (v. fig. III-166).

2° Pour obtenir une même puissance donnée avec une barre d'absorption que sans la barre, il faut augmenter (pour compenser la diminution de Φ près de l'axe) Φ loin de l'axe, ce qui donnerait la courbe C″ au-dessus de C′. Ceci produit une augmentation des fuites. Cet effet est environ les deux tiers du précédent. Cette perte de neutrons est diminuée par un réflecteur.

La diminution de réactivité produite par un petit volume de substance absorbante est proportionnelle au carré du flux neutronique au point où on le place. Ceci permet de calculer l'effet de barres non situées sur l'axe du réacteur. En supposant la répartition de Φ de la forme $\Phi = \Phi_0 \cos \frac{\pi}{2} \frac{r}{R'}$ une barre placée à une distance $r = R/2$ de l'axe du réacteur aura un effet moitié de celui d'une barre axiale. Il résulte aussi de cette proportionnalité à Φ^2 que c'est la partie de la barre située près du centre du coeur, où Φ est maximum, qui agit le plus. Une barre n'ayant comme longueur que la moitié de la hauteur h du coeur donne un Δk égal à 82% de celui d'une barre de longueur h.

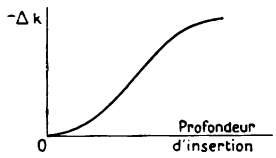


Fig. III-165

Il en résulte que la réactivité ne varie pas linéairement avec la longueur l de barre insérée dans le coeur. En raison de l'incertitude des calculs, l'étalonnage en Δk doit se faire expérimentalement en mesurant la période du réacteur en fonction de l.

On emploie toujours plusieurs barres. Comme chacune modifie le flux, les calculs, qui ne sont qu'approchés, deviennent peu pratiques et c'est toujours expérimentalement que l'on détermine pour chaque barre l'antiréactivité en fonction de la longueur de barre enfoncée dans le coeur du réacteur. Pour éviter des gradients flde température, le ux doit être maintenu aussi uniforme que possible, ce qui amène à imposer aux barres des enfoucements assez peu différents les uns des autres.

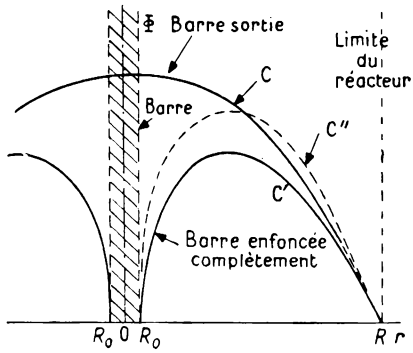


Fig. III-166

Nous avons déjà donné (p. 498 à 500) des renseignements concernant les barres absorbantes. La disposition des barres, leur nature, leur géométrie varient d'un réacteur à l'autre (1). Il en est de même des antiréactivités qu'elles apportent. Dans la pile française P2 à Saclay on a observé que:

l'enfoncement total d'une plaque de réglage produit $\Delta\rho = -240$ p.c.m.,
,, ,, de deux plaques de réglage ,, $\Delta\rho = -480$ p.c.m.,
,, ,, d'une barre de sécurité ,, $\Delta\rho = -1860$ p.c.m.,
,, ,, de deux barres de sécurité ,, $\Delta\rho = -3150$ p.c.m.

(1) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 5, p. 74–75,

CHAPITRE XIII

PROTECTION CONTRE LES RAYONNEMENTS

XIII-1. **Effets physiologiques des radiations.**

Les substances radioactives peuvent agir sur les êtres vivants par leurs émissions α, β ou γ. Les réacteurs de recherche et surtout de puissance sont le siège d'émissions intenses de neutrons et de rayons γ. Par exemple, un réacteur de 100 000 kW thermiques donne la même émission γ que 8 000 tonnes de radium. De tels nombres montrent qu'il va falloir prendre avec les réacteurs encore beaucoup plus de précautions que pour manipuler des produits radioactifs.

Les radiations électromagnétiques, comme les rayons X, agissent sur la matière vivante par l'*ionisation* (v. page 374) (surtout celle de l'eau intracellulaire) qu'elles produisent. Les particules α et β ionisent, elles aussi, directement (v. p. 360 et p. 367). Les neutrons, comme nous l'avons vu (p. 236), n'ionisent pas eux-mêmes mais indirectement:

1° par les noyaux de recul projetés par choc d'un neutron,

2° par les particules ionisantes, le plus souvent proton ou particule α, issues des noyaux instables formés par capture d'un neutron,

3° par réaction (n, γ) de capture radioactive.

Les rayons X ou γ, les particules α et β, et les neutrons agissent en définitive sur la matière vivante en créant dans les sucs cellulaires des ions qui provoquent des réactions chimiques pouvant amener la mort des noyaux des cellules. Le rôle essentiel que joue l'ionisation permet d'étudier ensemble l'effet des radiations γ ou X, des particules α, β et des neutrons et de ne préciser la nature des radiations que lorsque cela devient indispensable.

Cette étude, dont les pionniers furent H. Becquerel et P. Curie qui n'hésitèrent pas à faire sur eux-mêmes des expériences avec du radium, est très complexe car elle relève de deux sciences bien distinctes: la physique et la biologie. Avec le développement des rayons X pendant la première guerre mondiale, puis celui de l'énergie atomique après la seconde

et l'emploi de plus en plus généralisé des radioisotopes, cette étude, devenue urgente pour la sécurité d'un nombre de plus en plus élevé de personnes, s'est considérablement développée mais il reste encore beaucoup à préciser et compléter. Des normes de sécurité ont été établies, elles sont devenues de plus en plus sévères car au début on se méfiait trop peu des radiations parce qu'elles échappent à nos yeux et parce qu'on n'a souvent constaté des effets d'une irradiation que très longtemps après celle-ci.

Ces effets peuvent être classés de plusieurs manières:

1° effets sans seuil d'irradiation;

2° effets à temps de latence, ne se produisant qu'au-dessus d'un certain seuil d'irradiation;

3° action aiguë d'une forte dose unique d'irradiation;

4° action chronique de doses faibles mais répétées.

XIII-1.1. **Effets sans seuil d'irradiation.**

Tel est par exemple le cas d'une mutation due à la modification d'un seul gène d'une cellule génitale par rencontre d'une particule ionisante avec une macromolécule organique. Les travaux de Timoféeff-Ressovsky et de Zimmer (1) (2) sur les *drosophila melanogaster* (mouches du vinaigre) ont prouvé que le taux des mutations provoquées est proportionnel à la dose d'irradiation donc qu'il n'y a pas de seuil.

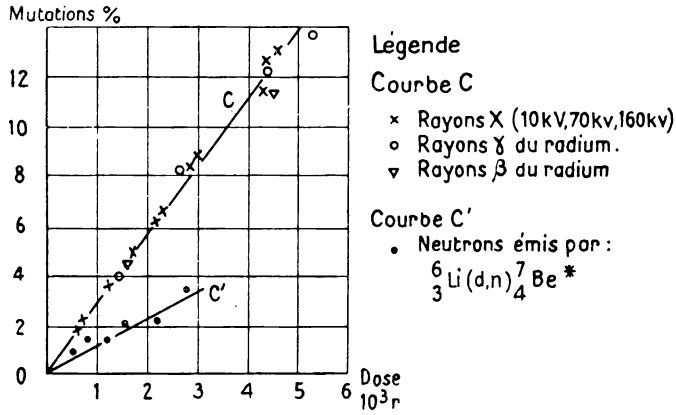


Fig. III-167

Des courbes analogues sans dose seuil, ont été obtenues par Wollmann et Lacassagne pour l'inactivation des bactériophages (3).

(1) N. W. Timoféeff-Ressovsky et K. G. Zimmer, *Naturwiss*, 26, 1938, p. 362.
(2) K. G. Zimmer et N. W. Timoféeff-Ressovsky, *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 411.
(3) E. Wollmann et A. Lacassagne, *Ann. Inst. Pasteur*, 64, 1940, p. 5.

Ces mutations, le plus souvent défavorables, ont lieu aussi sous l'influence du rayonnement cosmique et de la radioactivité du sol. Des statistiques ont montré que la fréquence des malformations congénitales est beaucoup plus élevée chez les enfants des radiologistes. La descendance des Japonais d'Hiroshima soumis à la première bombe A a montré un nombre élevé de malformations et de monstruosités.

XIII-1.2. **Effets à temps de latence avec dose seuil.**

La plupart des effets des radiations ne deviennent perceptibles qu'au bout d'une période de latence suivant l'irradiation et seulement si celle-ci dépasse une valeur seuil. La période de latence est variable suivant l'irradiation, la nature des particules, celle des organes irradiés. Elle peut aller de quelques jours à quelques années. Les phénomènes sont complexes parce qu'il y a antagonisme entre la régénération des cellules atteintes et les changements chimiques dus à l'ionisation. Ce sont les tissus les plus jeunes, ceux qui sont en voie de division et les tissus les moins spécialisés qui sont les plus sensibles aux radiations.

D'un être vivant à l'autre la sensibilité est aussi très différente. Par exemple, on a observé les valeurs suivantes des doses produisant la mort ou l'arrêt de la croissance chez 50% des individus irradiés:

	Dose (roentgens)
oeufs de calliphora	40
oeufs de drosophile	190
larves de drosophile	1 300
bacterium coli	5 100
saccharomyces	42 000
drosophile adulte	95 000
bacillus mesenterium	200 000

XIII-1.3. **Action aiguë d'une forte dose unique de radiations.**

Grâce aux précautions prises, le personnel des centrales nucléaires, des réacteurs de recherche, des usines de séparation d'isotopes n'est jamais soumis à une dose élevée de radiations sauf en cas d'accident grave. Une irradiation élevée peut survenir à la suite d'une imprudence ou d'une erreur mais ce sont surtout les débuts des recherches au moyen des rayons X et de la radioactivité, puis l'observation des malades d'Hiroshima qui ont donné des renseignements dans ce domaine. Les radiations exercent un effet beaucoup plus nocif, à énergie absorbée égale, si le corps entier est irradié et non pas seulement un organe.

L'effet commence par le *mal des radiations,* simples malaises (migraines, nausées) qui durent un ou deux jours puis cessent. Dans les cas graves la mort survient dans un délai de dix à vingt jours, mais parfois seulement après quelques mois ou quelques années.

Des brûlures graves (radiodermite) dégénérant en cancer (cancer des radiologistes), changement complet de la formule sanguine avec très souvent leucémie, hémorragies multiples, diarrhée, stérilité provisoire ou définitive, tels sont quelques uns des effets, très souvent suivis de mort (fig. III-168) qui suivent de quelques jours à quelques mois, une exposition à un rayonnement intense. Dans tous les cas la durée de la vie se trouve diminuée, (fig. III-169).

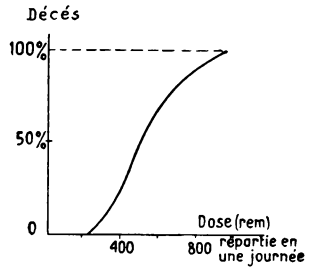


Fig. III-168

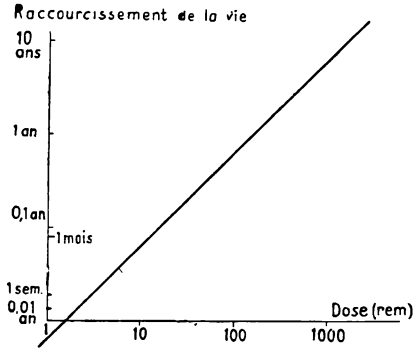


Fig. III-169

XIII-1.4. **Action chronique de doses faibles et répétées.**

L'action est variable suivant les tissus irradiés: cataracte des physiciens soumis à des neutrons rapides produits au moyen d'un cyclotron, perte des cheveux ou des ongles sous l'action des rayons X et γ et des neutrons, cancer du poumon par inhalation de produits radioactifs, anémie, leucémie, stérilité provisoire, etc. Il y a également abaissement de la longévité (fig. III-169).

Les radiations peuvent agir de l'extérieur sur les êtres vivants, tel est le cas de l'exposition aux rayons X pendant une radioscopie. Elles peuvent agir de l'intérieur s'il y a eu ingestion ou inhalation de substances radioactives. Les deux modes d'action ne sont pas de natures différentes, mais l'action d'une substance radioactive située à l'intérieur du corps peut être aggravée si elle tend à se concentrer dans certains organes particulièrement sensibles, par exemple le strontium et le plutonium dans les os, l'iode dans la thyroïde. Une substance émettrice de rayons α qui seraient arrêtés par

la peau pénètre partout par ingestion et tout le corps sera soumis à l'ionisation due aux rayons α. Des aérosols radioactifs sont particulièrement dangereux parce qu'à partir des poumons ils peuvent passer dans le sang.

XIII-2. Unités physiques concernant l'irradiation.

XIII-2.1. Le roentgen.

Dans le domaine des rayons X et γ les mesures d'énergie rayonnée sont encore peu précises. Comme c'est l'ionisation due à ces rayons qui produit les effets biologiques, il était logique de s'adresser à elle pour mesurer l'énergie X ou γ absorbée dans la matière.

Le roentgen est défini comme la quantité de rayonnement X ou γ, produisant dans 1 cm^3 d'air sec, à 0°C et sous la pression de 760 mm de mercure, un nombre (1) de paires d'ions tel que la charge électrique de chaque signe qui est libérée soit égale à l'unité électrostatique c. g. s. de charge.

Comme la charge d'un ion est $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulomb, soit $4{,}78 \cdot 10^{-10}$ u. e. s. c. g. s. le nombre de paires d'ions à créer pour obtenir la charge de 1 u. e. s. c. g. s. est $1/4{,}78 \cdot 10^{-10}$ paires $= 2{,}09 \cdot 10^9$ ions.

Un roentgen (en abrégé/r) absorbé dans 1 cm^3 d'air y crée donc $2{,}09 \cdot 10^9$ ions de chaque signe. La création d'une paire d'ions nécessite une énergie de 32,5 eV (p. 169), un roentgen correspond donc à la libération de $2{,}09 \cdot 10^9 \cdot 32{,}5$ eV soit $6{,}78 \cdot 10^4$ MeV par cm^3 d'air ou 83,8 ergs/gramme d'air.

Le nombre de photons nécessaires pour fournir un roentgen dépend en toute rigueur de la longueur d'onde X ou γ employée parce que la section efficace d'absorption Σ_a de l'air dépend de cette longueur d'onde λ, ou ce qui revient au même de l'énergie E de photons ($E = h\nu = hc/\lambda$).

La section macroscopique d'absorption de l'énergie Σ_a s'obtient en retranchant de la section d'absorption totale Σ_t, la section de diffusion Σ_s. On obtient ainsi la courbe ci-après qui montre qu'entre une énergie E de 60 000 volts ($\lambda = 0{,}2$ Å) et une énergie de 2 MeV ($\lambda = 0{,}006$ Å) Σ_a reste voisin de $3{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}. Le flux de Φ photons/s·cm^2 d'énergie E à absorber pour fournir une dose de 1 roentgen par seconde est tel que:

$$\Phi \, \Sigma_a \, E \, (\text{MeV}) = 6{,}78 \cdot 10^4 \text{ MeV/s}$$

(1) Ce nombre comprend en réalité l'ensemble des ions: ceux produits directement dans ce volume par les photons γ ou X eux-mêmes, ceux produits par le choc sur les molécules d'air d'ions libérés par les photons tant à l'intérieur qu'à l'extérieur de ce volume, et ceux entrant dans ce volume mais créés à son extérieur

ou:

$$\Phi \# \frac{6{,}78 \cdot 10^4}{3{,}3 \cdot 10^{-5} \cdot E} = 2{,}05 \cdot 10^9/E.$$

Pour des rayons X de 250 000 volts, $8{,}2 \cdot 10^9$ photons/s·cm² produiraient 1 roentgen par seconde.

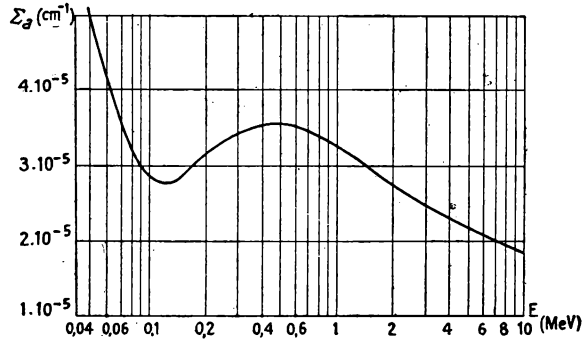


Fig. III-170

En résumé, *le roentgen représente une énergie absorbée par unité de volume* (d'air) :

A 1 r équivalent:	83,8	ergs/gramme d'air,
	$6{,}78 \cdot 10^4$	MeV/cm³ d'air,
	$2{,}09 \cdot 10^9$	paires d'ions,
	$3{,}34 \cdot 10^{-10}$	coulomb,
	$8{,}2 \cdot 10^9$	photons de 250 000 volts.

Le roentgen est une unité de dose d'irradiation, définie physiquement sans faire intervenir de considérations biologiques. Il est cependant encore très employé par les biologistes et médecins pour les raisons suivantes:

1° La section efficace d'absorption macroscopique spécifique Σ_a/ρ de l'eau, donc aussi celles de la plupart des tissus vivants, varie avec l'énergie E des photons X ou γ très sensiblement comme celle de l'air. Le rapport Σ_a/ρ de l'eau, presque identique à celui de l'air lorsque E est de 10 000 volts, ne lui est supérieur que de 10% environ quand E vaut 3 MeV. Par suite, le roentgen est bien adapté aux mesures des irradiations sur les êtres vivants.

2° La mesure de l'irradiation par ionisation d'air conformément à la définition du roentgen est relativement aisée.

XIII-2.2. **Le roentgen/heure.**

Pour mesurer l'intensité d'irradiation, on emploie couramment le roentgen par heure (en abrégé r/h et parfois le roentgen en 8 heures, (r/8h),

8 heures étant la durée attribuée à la journée de travail, donc au temps d'exposition du personnel aux radiations. *Le roentgen/heure est équivalent à une puissance dépensée par unité de volume*:

Cette puissance se calcule facilement:

1 roentgen correspond à l'absorption de $6{,}78 \cdot 10^4$ MeV/cm³ d'air soit: $6{,}78 \cdot 10^{10} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ joule/cm³ d'air $\# 1{,}08 \cdot 10^{-8}$ J/cm³.

1 roentgen/heure correspond à une puissance absorbée égale à: 18,8MeV/cm³ · s ou $1{,}08 \cdot 10^{-8}/3\,600$, soit sensiblement $3 \cdot 10^{-12}$ watt/cm³ d'air.

Pour mesurer l'intensité d'une source ponctuelle de radiations, par exemple une préparation radioactive, on utilise parfois le roentgen/heure à 1 mètre, en abrégé rhm. Une source a une intensité de p rhm si dans 1 cm³ d'air placé à 1 mètre de la source l'énergie absorbée en 1 heure est de p roentgens. L'expérience montre que:

Une source de 1 gramme de radium dans une capsule de platine de 0,5 mm d'épaisseur donne 0,84 rhm. Si l'épaisseur du platine atteint 1 mm l'intensité de la source n'est plus que de 0,78 rhm.

Une source de 1 gramme de radiocobalt ^{60}Co aurait une intensité de 1470 rhm.

D'une manière générale, pour évaluer en rhm l'intensité d'une source il faut connaître son activité en curies, ce qui fixe le nombre de particules émises par seconde, la nature et l'énergie de ces particules. Ceci détermine le nombre de paires d'ions créés par particule, donc l'énergie absorbée dans l'air.

XIII-2.3. **Le rad.**

La Commission Internationale des Unités de Radiologie a introduit en 1953 une nouvelle unité de dose absorbée, le rad, basé non sur l'ionisation par unité de volume mais sur l'énergie absorbée par unité de masse. Une dose de 1 rad est absorbée dans un échantillon d'une masse de 1 gramme lorsqu'il a absorbé une énergie de 100 ergs. Cette définition qui ne précise pas si l'énergie est apportée par une onde électromagnétique ou par des particules est tout à fait générale pour tous les rayonnements et toutes les substances.

Une question pratique se pose: peut-on passer d'une dose d'irradiation évaluée en rads à une dose évaluée en roentgens? Lorsqu'un gramme d'eau absorbe 1 roentgen, il reçoit une énergie d'environ 93 ergs donc 0,93 rad. Dans ce cas particulier rad et roentgen sont très voisins. Cependant le rapport rad par roentgen absorbé n'est pas une constante mais dépend en principe de la substance considérée, de la nature des radiations

et de leur énergie. En réalité ce rapport ne varie pas autant qu'on eut pu le craindre (fig. III-171).

On utilise pour mesurer l'intensité d'irradiation le rad/heure qui est une absorption de 100 ergs par gramme de substance et par heure. Il y correspond par gramme de substance irradiée une puissance absorbée de $2{,}8 \cdot 10^{-9}$ watt.

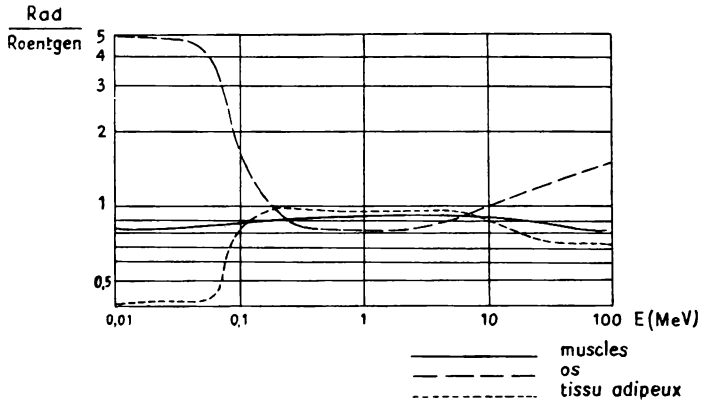


Fig. III-171

Rapport rad/roentgen pour des photons X et γ.

XIII-3. Unité biologique d'irradiation: le rem.

XIII-3.1. Efficacité biologique relative.

Les effets biologiques des rayons X étant les mieux étudiés, on s'en sert comme référence à laquelle on compare l'effet des autres radiations (par exemple α, β ou neutrons). Les doses d'irradiation étant mesurées en rads, on appelle efficacité biologique relative d'une radiation quelconque (E.B.R., en anglais R.B.E.: relative biological effectiveness), le rapport de la dose de rayons X de 250 000 volts à la dose de cette radiation qui produit le même effet biologique:

$$\text{E.B.R.} = \frac{\text{dose de rayons X de 250 kV (en rads)}}{\text{dose de la radiation considérée (en rads)}};$$

l'efficacité biologique relative est donc un nombre pur, sans dimension.

Cette définition appliquée strictement donnerait des E.B.R. différents suivant les tissus ou organes expérimentés et suivant la manière dont les doses sont réparties dans le temps. Pour des raisons de sécurité, on adopte, pour une radiation donnée, la valeur maxima de l'E.B.R., c'est-à-dire celle qui correspond ou à l'effet biologique ou à l'organe le plus sensible.

Radiations:	X, γ, β	neutrons thermiques	neutrons rapides	protons	α
E.B.R. :	1	5	10	10	20

La précision avec laquelle les E.B.R. sont connues est encore mauvaise, mais elle suffit pour établir des règles de sécurité.

XIII-3.2. **Le rem.**

Une même quantité d'énergie absorbée produit des effets biologiques différents suivant la nature de la radiation employée. On a donc été amené à adjoindre au *rad mesurable par des appareils physiques, une unité biologique* d'irradiation le rem (1). Le rem est la dose de rayonnement dont l'absorption produit les mêmes dommages biologiques que l'absorption de 1 rad de rayons X de 250 kV.

On a donc d'une manière générale, pour une radiation quelconque:

$$1 \text{ rem} = \text{E.B.R.} \times 1 \text{ rad},$$

dose en rems = E.B.R. × dose en rads.

XIII-4. **Effet d'une dose unique croissante.**

Lors de l'explosion d'une bombe atomique ou lors d'un accident, il peut arriver que des personnes soient soumises sur leur corps entier à une forte dose unique d'irradiation. Voici quels sont les effets produits suivant les doses par une irradiation durant moins d'une journée:

0 à 25 rems:	pas de troubles apparents;
25 à 50 rems:	changements sanguins;
50 à 100 rems:	nausées, fatigue, changements sanguins, cataracte;
100 à 200 rems:	nausées, vomissements, fatigue, diminution du nombre des globules blancs et rouges, diminution de la résistance à l'infection; guérison en six mois;
200 à 400 rems:	mêmes troubles que ci-dessus, quelques décès après deux à six semaines;
400 rems:	50% de décès (voir p. 617),
600 rems:	mort certaine dont 90 % en moins de deux semaines (2).

(1) Le mot rem est formé à partir des initiales de roentgen equivalent man.

(2) Signalons cependant que l'on a réussi à Paris à sauver par greffe de moelle osseuse, cinq des six atomistes yougoslaves qui avaient reçu 680 rems (*Nucleonics*, 17, avril 1959, p. 106).

Si une partie du corps est protégée, les mêmes dommages exigent une dose plus élevée. Par exemple la rate est particulièrement sensible aux radiations et en la protégeant le corps supporte des doses plus élevées

XIII-5. **Doses admissibles.**

Hormis le cas d'un accident, le problème qui se pose en pratique n'est pas de savoir à quelle dose unique on peut se soumettre avec un risque acceptable, mais de savoir quelle dose peuvent supporter pendant une semaine de travail le personnel d'une installation nucléaire ou les habitants d'une région dont l'air ou l'eau sont pollués par des substances radioactives.

XIII-5.1. **Dose admissible pendant le travail pour le personnel des installations nucléaires(1).**

La semaine de travail étant supposée de 40 heures (5 jours de 8 heures), la dose maxima admissible par semaine pour une irradiation de tout le

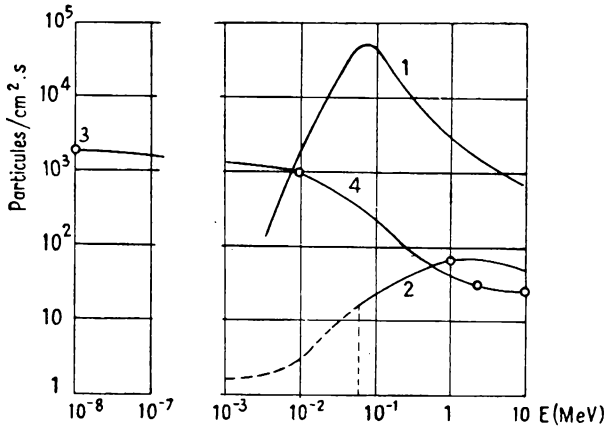


Fig. III-172

On a représenté en abscisse l'énergie E d'une particule,
en ordonnée

courbe 1: nombre de photons $\gamma/cm^2 \cdot s$;
courbe 2: nombre d'électrons $\beta/cm^2 \cdot s$,
au-dessous de 0,068 MeV seule l'irradiation interne est dangereuse (prolongement pointillé);
courbe 3 et 4: nombre de neutrons/$cm^2 \cdot s$.

La courbe 3 se rapporte aux neutrons thermiques, la courbe 4 aux neutrons rapides.

(1) La C.I.U.R. a défini la dose admissible comme étant celle qui, dans l'état actuel de nos connnaissances, ne paraît pas susceptible de causer de lésions appréciables au cours de l'existence de l'individu qui l'a reçue (Congrès de Copenhague, 1953, *Journ. Rad. et Electrologie*, 36, n° 10 *bis*, 1955).

corps est 0,3 rem. Cette dose biologique de 0,3 rem correspond en unités physiques, en rads, à des doses variables d'une radiation à l'autre parce que leur efficacité biologique relative (E.B.R.) est différente:

	rad/semaine	rem/semaine
Rayons X ou γ	0,3	0,3
Raoyns β	0,3	
Neutrons thermiques	0,1	
Neutrons rapides	0,03	

Si une seule partie du corps est irradiée, cette dose peut être dépassée. Par exemple, si seuls les mains et les avant-bras sont irradiés, on admet 1,5 rem/semaine comme dose maxima admissible.

Au point de vue des usagers, il est plus commode d'indiquer le flux des particules/cm^2·s qui peut frapper le personnel pendant son travail en donnant la dose maxima admissible de 0,3 rem/semaine ou 0,06 rem/8 heures (1).

XIII-5.2. **Dose admissible pour la population soumise à une irradiation permanente.**

Dans le cas des populations on admet que le dixième des doses précédentes est admissible (pour tenir compte des irradiations pendant la nuit et les périodes de repos), donc 0.03 rem/semaine, soit dix fois la dose naturelle d'irradiation (voir p. 626)(1).

XIII-5.3. **Concentrations maximas admissibles en produits radioactifs.**

Les substances radioactives inhalées ou ingérées produisent une irradiation interne du corps. Cette irradiation est permanente et n'est pas affaiblie par la peau comme c'est le cas des rayons α ou β. De plus la substance radioactive se concentre en général électivement dans certains organes: l'iode dans la thyroïde, le strontium dans les os par exemple. Une substance non radioactive ingérée ou inhalée s'élimine petit à petit, par exemple par les urines. La masse de cette substance présente dans le corps diminue exponentiellement:

$$m_1 = m_0 \, e^{-t/\tau_1};$$

τ_1, constante de temps biologique, dépend de la substance considérée.

(1) La Communauté Européenne de l'Energie Atomique a adopté des doses admissibles plus faibles: 0,1 rem/semaine pour le personnel nucléaire et 5 rem/30 ans pour la population (*Journ. off. des Commun. Européennes*, 2, n° 11, 20 févr. 1959).

Si la substance est radioactive, sa masse diminue exponentiellement suivant:

$$m = m_1 \, e^{-t/\tau_2},$$

τ_2 désignant la vie moyenne des noyaux radioactifs.

On a donc:

$$m = m_0 \, e^{-t/\tau_1} \cdot e^{-t/\tau_2}$$

que l'on peut écrire en introduisant, au lieu des τ, les « périodes » biologique T_1 et radioactive T_2:

$$T_1 = \tau_1 \text{ Log } 2 \quad \text{et} \quad T_2 = \tau_2 \text{ Log } 2:$$

$$m = m_0 \, e^{-0{,}693 t/T},$$

avec:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2}.$$

T est appelé période effective de décroissance de la substance radioactive présente dans le corps. Il est souhaitable que T soit petit pour que la masse m décroisse vite.

Voici quelques exemples de concentrations maxima admissibles C (en microcuries/cm³), pour une exposition permanente:

Radioélément	Rayons émis	T jours	Localisation	(C/cm³) C max, dans		Quantité maxima dans l'organisme (microcuries)
				air	eau	
^{14}C (sous forme de CO_2)	β	35	graisse	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-5}	260
^{24}Na	β, γ	0,6	corps entier	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-6}$	15
^{60}Co	β, γ	19 000	foie	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-8}$	3
$^{90}Sr + ^{90}Y$	β	2 700	os	$8 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-10}$	1
^{131}I	β, γ	7,5	thyroide	$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-9}$	0,6
^{226}Ra	α, β, γ	16 000	os	$4 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-12}$	0,1
$Th_{naturel}$	β, γ		os, poumons	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-11}$	0,01
$U_{naturel}$	α, β, γ	30	reins, poumons	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-11}$	0,04
^{239}Pu insoluble	α, γ	120	poumons	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-12}$	0,04
^{239}Pu soluble	α, γ	43 000	os	„	„	„

Qualitativement on peut dire que sont:

peu toxiques	^{24}Na	^{42}K	^{56}Mn	^{64}Cu	^{76}As	^{85}Kr	
moyennement toxiques . .	^{3}H	^{14}C	^{32}P	^{35}S	^{36}Cl	^{59}Fe	^{60}Co
	^{89}Sr	^{131}I	^{137}Cs	^{140}Ba	^{198}Au		
très toxiques	^{45}Ca	^{55}Fe	^{90}Sr	^{91}Y	^{95}Zr	^{144}Ce	^{210}Bi

XIII-5.4. **Irradiation naturelle.**

Même loin de toute installation nucléaire, nous sommes soumis à une irradiation naturelle dont la dose totale est environ 0,48 millirem par jour. Elle se décompose ainsi:

0,13 mrem/j par radioactivité de U, Th, Ac de l'air et du sol,
0,17 „ par les rayons cosmiques,
0,13 „ par le radium contenu dans le corps,
0,15 „ par le potassium ^{40}K du corps (surtout dans les muscles).

Cette dose totale correspond à 0,00356 rem/semaine.

XIII-6. **Mesures de protection.**

Pour protéger le personnel des installations nucléaires et la population contre des doses trop élevées de radiations, on prend des mesures préventives destinées à réduire le plus possible l'intensité des radiations et des mesures de contrôle destinées à envoyer au repos le personnel qui aurait reçu des doses trop élevées.

XIII-6.1. **Mesures préventives.**

Les plus importantes de ces mesures sont:

1° La protection contre les radiations (essentiellement γ et neutrons) issues du coeur des réacteurs, en affaiblissant celles-ci par des écrans assez épais, bétons spéciaux par exemple, blindant les réacteurs.

2° L'élimination au maximum des poussières radioactives de l'air en cas de refroidissement par l'air: filtres, précipitation électrostatique.

3° La conservation de l'eau de refroidissement devenue radioactive jusqu'à ce que sa radioactivité soit devenue très faible, avant de la renvoyer à la rivière.

4° Le contrôle, généralement automatique, de l'étanchéité des gaines entourant l'uranium, pour éviter que des produits de fission ne soient entraînés par le réfrigérant.

5° La décontamination des locaux, appareils, vêtements, personnel accidentellement contaminés par des substances radioactives. On emploie à cet effet l'eau et différents produits détersifs ou abrasifs.

6° La protection du personnel, spécialement dans les usines de traitements chimiques ou de séparation d'isotopes, par des survêtements spéciaux en matière plastique, des masques. Il sera interdit de fumer et de manger dans certains locaux. Lorsque la radioactivité des produits est faible, on utilise des boîtes à gants, boîtes parallélépipédiques en verre ou plexiglas dans lesquelles plongent deux gants en plastique spécial permettant de manipuler ces produits sans risque de contact avec les mains ni d'inhalation parce que l'air de ces boîtes est en légère dépression.

Si la radioactivité est plus importante, on emploie des sorbonnes blindées par du plomb ou de l'acier, les manipulations se font par des pinces traversant la paroi.

7° L'emploi de dispositifs télécommandés ou automatiques pour éviter la présence du personnel dans les endroits « chauds », c'est-à-dire où les radiations sont très intenses. Dans les cas extrêmes ces dispositifs sont contrôlés par télévision.

Un dispositif de ce genre, très répandu dans les usines de chimie nucléaire consiste en deux bras métalliques munis de pinces remplaçant des mains dont les mouvements sont commandés à un ou deux mètres de distance par un dispositif identique que manipule une personne protégée par un écran épais de béton dans lequel est enchâssée une fenêtre en verre au plomb absorbant les rayons γ, dont l'épaisseur peut dépasser un mètre cinquante.

8° L'ingestion, peu de temps avant une irradiation prévue, de certaines substances désensibilisantes, telles que les antibiotiques, l'histamine, la cystéamine, etc. L'ingestion, après irradiation, de certains produits chélateurs éliminant de l'organisme les ions lourds en combinaison soluble. L'étude de ces produits est à peine commencée.

XIII-6.2. **Détection des ruptures de gaine.**

Nous revenons à la fin de ce chapitre sur le blindage des réacteurs, nous allons seulement donner quelques indications sur la détection des ruptures de gaine.

Le combustible (uranium, plutonium ou alliage en contenant) est généralement sous forme de barres cylindriques. Ces barres sont recouvertes d'une gaine (en aluminium, acier inoxydable ou alliage de zirconium) qui les protège de l'oxydation et évite que les produits de fission ne contaminent le réfrigérant. Le métal des gaines devient fragile sous l'action du bombardement neutronique qui y produit des transmutations qui désorganisent le réseau cristallin. Les variations de plusieurs centaines de degrés qui se produisent dans le démarrage et l'arrêt des réacteurs

provoquent des efforts mécaniques qui peuvent créer des fissures ou agrandir de petits trous ou fissures déjà existants dans les gaines. Si le réfrigérant est de l'air, l'uranium va alors s'oxyder sous la gaine en augmentant de volume ce qui agrandira la fissure. La gaine d'abord, le barreau ensuite, vont se déformer au point qu'il pourra être très difficile de retirer, pour le remplacer, le barreau devenu défectueux. Les produits de fission vont souiller le réfrigérant, les échangeurs de température, les canalisations, les soufflantes et, si le réfrigérant est de l'air, vont se répandre dans l'atmosphère. Il est donc important d'être prévenu de la rupture d'une gaine dès qu'une fissure ou un petit trou s'y produit, pour éviter la contamination par les produits de fission et pouvoir retirer le barreau défectueux avant que l'oxydation ne complique son extraction et ne souille d'oxyde d'uranium radioactif toutes les canalisations du réfrigérant.

Plusieurs méthodes de détection précoce des fuites de gaine ont été employées. L'une des plus simples, utilisée à Brookhaven (1), consiste à remplir d'hélium sous pression l'intervalle entre combustible et gaine. Toute chute de pression traduit une fuite et l'hélium protège de l'oxydation.

D'autres méthodes utilisent des variations des propriétés radioactives du réfrigérant qui se produisent lors d'une rupture de gaine. Dans le cas du refroidissement par l'air, celui-ci devient radioactif β en fonctionnement normal du réacteur, surtout par $^{40}A\ (n, \gamma)\ ^{41}A^*$.

S'il y a rupture de gaine, à la radioactivité accidentelle due aux produits de fission reste superposée cette radioactivité « normale ». Divers moyens de distinguer ces deux radioactivités ont été employés.

A Calder Hall, les ions Rb^+ et Cs^+ produits de fission sortis par la fissure sont recueillis sur un fil métallique chargé négativement qui est amené sous un dispositif compteur à scintillation (2).

Au moyen d'une colonne échangeuse d'ions, on peut séparer de l'eau lourde employée comme réfrigérant, l'iode provenant de fission. Un spectrographe γ mesure la quantité d'iode collectée (3).

En France, dans les réacteurs G1 et P2 refroidis par air on distingue de ^{41}A les produits de fission par leur énergie et leur période (4). Un compteur G.M. à halogène a une paroi en verre assez épaisse (2 mm) pour arrêter les β de 1,2 MeV de ^{41}A, mais il laisse passer les β plus énergiques (3 à 4 MeV) des produits de fission à vie courte. Un commutateur de gaz envoie successivement l'air de refroidissement de 135 groupes, de

(1) M. Fox, rapport 8, p. 860 de la Conférence de Genève.
(2) Livingstone, US Patent, n° 2 576 616 du 27 nov. 1951.
(3) R. L. Heath, rapport I.D.O. 16 213.
(4) A. Roguin, chap. XIV, p. 282 et s. du tome II du Cours de Génie Atomique du C.E.N. de Saclay, 1957.

20 canaux chacun en moyenne, sur ce compteur G.M. Chaque gaine est ainsi contrôlée toutes les 45 minutes. Si une gaine est suspecte, son groupe est séparé des autres et la radioactivité de fission due à la fissure est enregistrée pour décider du moment où la fissure devient si large qu'il faille aussitôt remplacer la barre et sa gaine.

XIII-6.3. **Mesures de contrôle.**

En régime normal de fonctionnement des installations nucléaires, des dispositifs enregistreurs donnent en permanence le taux de radioactivité de l'air en différents endroits de l'installation, l'intensité des radiations en divers « points chauds » et, suivant le cas, la radioactivité du réfrigérant gazeux ou liquide. Des dispositifs d'alarme sonore et optique sont déclenchés lorsque la radioactivité ou les radiations dépassent le niveau admissible.

A la sortie du travail le personnel est contrôlé au moyen de compteurs de Geiger où notamment les mains et les chaussures sont explorées. Un contrôle médical avec analyses de sang et d'urine existe également.

En cas de contamination accidentelle, des appareils transportables, tels qu'un compteur G.M. au bout d'une perche, permettent de localiser les surfaces contaminées et ensuite de vérifier leur décontamination.

Les dispositifs de détection et de mesure des radiations utilisent les appareils décrits antérieurement: chambres d'ionisation ordinaires et compensées, compteurs G.M., compteurs à scintillation (v. p. 170-186 et p. 189-194) munis ou non d'intégrateurs et d'appareils enregistreurs.

Signalons cependant comme spécialement intéressants:

le contrôle permanent de l'air,

les dispositifs détecteurs G.M. transportables,

les dispositifs individuels de mesure de dose par stylodosimètre et par film photographique,

le « compteur promenoir ».

XIII-6.4. **Contrôle permanent de l'air.**

Au voisinage d'un réacteur, l'air peut devenir radioactif, soit par suite de fuites du gaz de refroidissement (air, CO_2), soit par action des neutrons.

Cette action est complexe: les poussières de l'air sont activées, l'azote donne du carbone 14, l'argon devient radioactif:

$$^{40}_{18}\mathrm{A} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{41}_{18}\mathrm{A}$$

C'est ainsi que BEPO libère 10 000 curies par semaine, que EL3 rejette 2 500 curies d'argon 41 par semaine.

Par suite, il est nécessaire de renouveler l'air autour des réacteurs pour assurer la protection du personnel. L'air contaminé est renvoyé dans l'atmosphère, la radioactivité n'est cependant pas augmentée de plus de quelques millièmes à Saclay, ce qui est négligeable.

Le contrôle de l'air se fait habituellement au C.E.A. au moyen d'un appareil nommé « babar » imaginé par Labeyrie (1) qui utilise les principes suivants: l'air à contrôler est aspiré à travers une bande de papier filtre à déroulement lent. Les poussières radioactives retenues par les fibres du filtre déclenchent un compteur G.M. Il en est de même du radon dont les produits de désintégration solides RaA, RaB se fixent, soit aux poussières, soit aux fibres. On peut ainsi mesurer des concentrations de 10^{-11} à 10^{-6} curie/m^3, la concentration admissible dans l'air pour le radon et ses dérivés étant 10^{-7} curie/m^3.

Cet appareil permet, en mesurant au moyen d'un compteur à scintillation, l'activité de la bande de papier après quelques heures, d'identifier par leur période les substances radioactives déposées sur le filtre et en particulier le plutonium.

Signalons que la radioactivité artificielle des résidus de l'atmosphère croît constamment et était en 1958 cent fois plus élevée qu'en 1946 (2).

XIII-6.5. **Dispositifs détecteurs transportables.**

Ces appareils sont destinés soit à contrôler la non-contamination de certains objets ou locaux, soit à la prospection des minerais radioactifs. Ils comprennent: l'alimentation haute tension d'un compteur G.M., ce compteur, un indicateur d'impulsions qui peut être un microampèremètre ou un téléphone. Ces appareils devant être légers, l'alimentation en haute tension est obtenue non avec des piles haute tension mais à partir de piles à basse tension ou éventuellement d'un petit accumulateur de 6 volts. On a d'abord, comme pour l'alimentation des récepteurs radio pour automobiles, interrompu avec un vibreur le courant au primaire d'un transformateur, la tension alternative de plusieurs centaines de volts aux bornes du secondaire alimentait le compteur après redressement et filtrage. On obtient beaucoup plus de légèreté et un volume ne dépassant guère celui d'une lampe électrique de poche en alimentant sous 6 volts un oscillateur de fréquence acoustique à transistor. La tension HT secondaire est redressée par des redresseurs secs montés en cascade, ce qui donne environ 400 volts pouvant débiter 0,1 mA. Un écran amovible permet de voir quelle

(1) J. LABEYRIE, *Onde Electrique*, 35, 1955, p. 929.
(2) H. GARRIGUE, *Industries Atomiques*, 2, 1958, p. 125.

est la part des électrons β et celle des photons γ dans les décharges observées.

Lorsque l'on dispose d'une voiture pour le transport des appareils de prospection, l'emploi de compteurs à scintillation devient plus intéressant que celui de compteurs de Geiger (1).

XIII-6.6. **Stylos dosimètres.**

Pour évaluer la dose de radiation à laquelle est soumise par jour ou par semaine une personne travaillant dans une usine ou un laboratoire nucléaire on emploie des dispositifs individuels intégrant l'intensité des radiations reçues.

L'un de ces appareils les plus employés est le stylo dosimètre. Plusieurs variantes en existent, son principe est le suivant. Une petite chambre à ionisation contient un électroscope, généralement à fil de quartz métallisé. Au début de la semaine de travail, on a chargé électriquement ce fil, par exemple par un dispositif électrostatique à friction incorporé dans l'appareil. Le fil va alors être déchargé par deux causes différentes: les fuites d'isolement qui, si l'isolant est du polystyrol, ne diminuent pas la charge de plus de 10% en une semaine, l'ionisation de l'air de la chambre par les radiations qui la traversent.

Un petit microscope et un oculaire permettent de lire la position du fil, ce qui indique son potentiel donc la charge restante. Le déplacement du fil est sensiblement proportionnel à la dose de radiations reçues. Un tel appareil a par exemple une étendue d'échelle de 0,2 roentgen, la dose maxima admissible étant de 0,3 rem, soit sensiblement 0,3 roentgen par semaine.

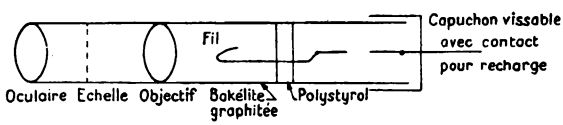


Fig. III-173

XIII-6.7. **Dosimètre â film.**

Le personnel porte sur lui pendant son travail un châssis, généralement en matière plastique, contenant un film photographique. Ce film, habituellement du même type que celui utilisé en radiographie dentaire (par exemple Periapical de Kodak), est sensible aux rayons β et aux rayons γ. Un

(1) C. LALLEMANT, *Industries Atomiques*, 2, 1958, n° 5/6, p. 89.

écran en plomb qui le recouvre en partie seulement permet de séparer le noircissement dû aux γ de grande énergie de celui dû aux γ mous et aux β. Sous l'écran de plomb, seuls les γ durs agissent.

Le châssis porte également un écran de cadmium. Sous cet écran agissent les γ durs et les γ produits par l'absorption des neutrons thermiques suivant la réaction $^{113}Cd\ (n, \gamma)^{114}Cd$, ce qui met en évidence les neutrons thermiques.

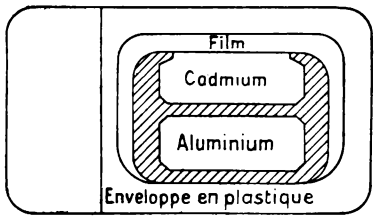


Fig. III-174 « Bagde », dosimètre simple sans écran de plomb (grandeur nature). Le film est monté en sandwich entre deux écrans Cd-Al identiques à ceux visibles sur la figure.

Si on le désire, les neutrons rapides sont mis en évidence par les protons de recul qu'ils produisent dans deux feuilles d'acétate de cellulose entre lesquelles se trouve une émulsion spéciale du type nucléaire. On compte les traces de ces protons. La dose de 0,3 rem correspond à 4 000 traces par cm^2.

XIII-6.8. **Compteur promenoir.**

Au laboratoire scientifique de Los Alamos (Californie) on a réalisé pour l'exposer à la Seconde Conférence de Genève en 1958, un « compteur promenoir ». Cet appareil (1) se présente comme un escalier à vis, protégé des radiations extérieures par un blindage en plomb de 10 tonnes. La personne à contrôler passe devant un compteur à scintillation de grande taille, contenant 280 litres d'une solution de terphényl-POPOP dans le triéthylbenzène observés par six photomultiplicateurs Du Mont type K 1328 dont la photocathode a 40 cm de diamètre. Les amplificateurs sont à transistors. Cet appareil permet de déceler $3 \cdot 10^{-10}$ curie et mesure la radioactivité naturelle du corps humain due au potassium ^{40}K des muscles, au radium et au carbone ^{14}C de l'ensemble du corps. Cette radioactivité donne 7000 désintégrations par seconde.

Un dispositif transportable avec sélecteur γ à 25 canaux a été réalisé au C.E.A. (2).

XIII-7. **Le problème de la protection par des écrans.**

Les doses maxima admissibles de radiations étant connues (p. 624) il reste à placer entre les sources de radiations et le personnel des écrans appropriés pour que la dose irradiant celui-ci reste inférieure (3) au maximum admissible de 0,3 rem par semaine de travail.

(1) E. C. Anderson, F. N. Hayes, et R. D. Hiebert, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 8, p. 106.
(2) A. Lansart et L. Jeanmaire, *Journ. de Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 174 A.
(3) En admettant que ni inhalation ni ingestion de substances radioactives n'ont lieu.

Il faut donc d'abord connaître la nature des particules émises: α, β, photons γ, neutrons, puis leur énergie.

Si les particules émises (α, β, photons γ, neutrons) ont toutes la même énergie au départ, il faudra calculer, en rads/semaine, la dose que recevrait le personnel, puis la transformer en rems/semaine en tenant compte du facteur d'efficacité biologique. Si la valeur x ainsi obtenue dépasse 0,3 rem/semaine, il restera à déterminer la nature et l'épaisseur de l'écran qui devront ramener x à une valeur aussi inférieure que possible à 0,3 rem/semaine.

XIII-8. **Protection contre les particules chargées.**

Cette protection est, aussi bien théoriquement que pratiquement la plus facile à étudier et réaliser. Au-delà d'une certaine épaisseur d de matière, qui pratiquement peut être évaluée en g/cm², une particule d'énergie E donnée est arrêtée. d croît avec E sans lui être proportionnelle.

La protection contre le rayonnement α des substances radioactives est très facile. Les parcours dans l'air ne dépassent pas 12 cm (p. 359). Une feuille de papier, et à plus forte raison les vêtements ou une paroi métallique mince, constituent une protection suffisante. On devra seulement éviter l'inhalation ou l'ingestion de produits radioactifs.

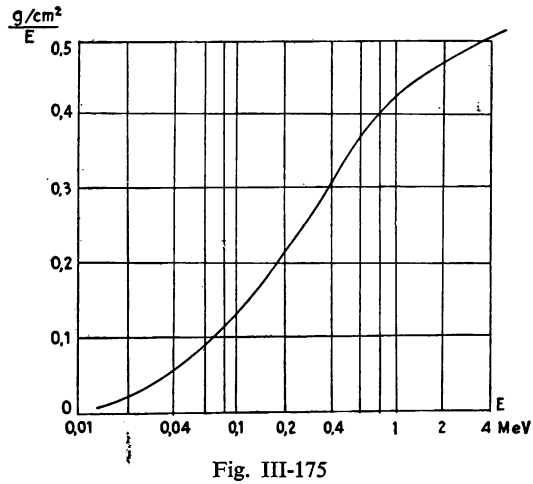


Fig. III-175

La protection contre le rayonnement β ou les électrons sortant d'accélérateurs dans l'air, est assurée par un blindage relativement peu épais (p. 369). L'épaisseur d de ce blindage nécessaire pour arrêter des rayons β d'énergie E croît plus vite que E. La masse de matière nécessaire dépend peu de sa nature.

Le graphique (III-175) montre par exemple que pour des rayons de $E = 2$ MeV, il suffit de $2 \cdot 0{,}48 = 0{,}96$ g/cm², soit une épaisseur de:

10 mm d'eau,
ou: 3,7 mm de ciment,
ou: 0,85 mm de plomb;

donc un blindage très mince suffira à éliminer les rayons β.

Il faut toutefois remarquer que les rayons β rapides donnent en se ralentissant des photons X (Bremsstrahlung) que le mince blindage pour β n'arrêtera pas. Dans un réacteur, ces rayons X peu pénétrants dus au freinage des électrons β des produits de fission radioactifs seront aisément affaiblis par les blindages destinés aux rayons γ beaucoup plus énergiques.

Par contre, les accélérateurs de particules émettent des rayons X très énergiques, avec un accélérateur linéaire d'électrons de 1 GeV il faut une protection de plusieurs mètres de béton.

XIII-9. **Radiations émises par un réacteur.**

Les rayons β dus à la radioactivité des produits de fission sont très facilement arrêtés comme nous venons de le voir. Ce sont essentiellement les neutrons rapides et les photons γ qui constituent les radiations dangereuses émises par les réacteurs et qu'il faut affaiblir par des blindages appropriés.

XIII-9.1. **Neutrons rapides.**

Une fission de ^{235}U libère 2,5 neutrons dont un est nécessaire pour entretenir la réaction en chaîne et dont environ 0,5 est absorbé par les matériaux du coeur. Il reste donc pour chaque fission:

$$2{,}5 - 1 - 0{,}5 = 1 \text{ neutron rapide à arrêter.}$$

Une fission libère environ $3{,}2 \cdot 10^{-11}$ joule. Pour un réacteur de P kilowatts, le nombre de fissions par seconde est donc:

$$P \cdot 10^{14}/3{,}2 = 3{,}1 \cdot 10^{13} P;$$

ce nombre est sensiblement égal au nombre de neutrons sortant du coeur.

Avant ralentissement, la distribution énergétique de ces neutrons est donnée par la formule de Watt (p. 421), la valeur moyenne de l'énergie étant 2 MeV. Comme les neutrons à ralentir par un écran sont surtout ceux qui ont subi peu de collisions dans le coeur du réacteur, on considère cette formule comme encore acceptable pour les neutrons épithermiques.

Dans le blindage, ces neutrons devront tout d'abord être ralentis parce que les sections efficaces de capture sont trop faibles pour les neutrons

rapides. Ils pourront être ralentis par chocs élastiques sur des noyaux d'hydrogène ou par chocs inélastiques (1) sur des noyaux lourds qui ont l'avantage d'avoir une section efficace de diffusion inélastique plus élevée que la section de diffusion élastique de l'hydrogène. Une fois ralentis les neutrons seront capturés en donnant généralement des réactions (n, γ).

Il faudra donc autant que possible choisir pour le blindage un matériau donnant par réaction (n, γ) soit plusieurs photons, soit un photon peu énergique, soit un atome radioactif qui se désintègre sans émission de photons γ: avec du bore, par exemple:

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{11}_{5}B^* \rightarrow ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He.$$

XIII-9.2. **Rayons gamma.**

Le schéma ci-dessous montre les différents modes de production des photons γ dans un réacteur. Les traits épais représentent les trois modes les plus importants:

1° Une fission libère instantanément environ 5 MeV sous forme de rayons γ. Le spectre de répartition de cette énergie est mal connu.

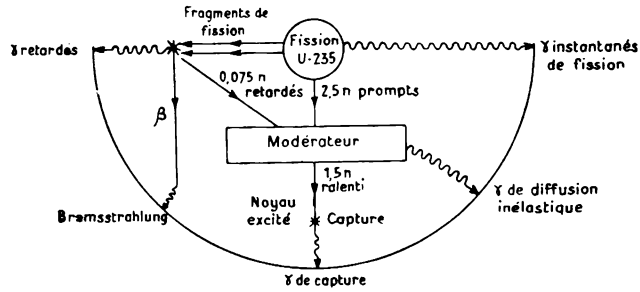


Fig. III-176

2° L'énergie des photons γ de capture dépend bien entendu de la nature des noyaux qui ont capté les neutrons. Pour chaque noyau, les énergies des photons s'étalent entre 0 et 10 MeV.

Voici (2) les énergies γ émises par capture par quelques éléments:

Eléments	Be	C	O	Na	Mg	Al	Fe	Ca	Zn	Pb	Bi
énergie émise entre 0 et 5 MeV	0	2,5	4,1	4.7	6,6	3,7	3,7	4,5	6,3	0	4,2
énergie émise entre 5 à 10 MeV	6,8	2,5	0	1,7	2,4	4,0	4,1	3,4	1,7	7,3	0

(1) Des chocs élastiques sur ces noyaux ralentissent peu (p. 233).

(2) B. B. KINSEY, G. A. BARTHOLOMEW et W. H. WALKER, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 375-386.

3° L'énergie des photons γ émis par les produits de fission radioactifs est en moyenne de 1 MeV par photon.

Bonilla a proposé [1] de tenir compte de l'ensemble des modes de production des photons γ en attribuant, en l'absence de mesures précises, à chaque fission une énergie gamma totale de 20 MeV considérée comme somme de:

7,5 MeV sous forme de photons de 1 MeV,
8,5 MeV sous forme de photons de 3 MeV,
4 MeV sous forme de photons de 7 MeV.

Cette décomposition du spectre γ en raies discrètes permet des calculs d'absorption en prenant pour chaque raie la section efficace d'absorption appropriée.

XIII-10. **Constitution des écrans.**

Comme l'hydrogène n'a qu'une faible section efficace de diffusion pour les neutrons de 2 MeV, il est avantageux de ralentir les neutrons rapides d'abord par diffusion inélastique sur des noyaux lourds. Lorsqu'un écran lourd aura ralenti les neutrons vers 0,5 MeV, un écran contenant une substance hydrogénée: eau, béton, les amènera à l'état thermique, puis ils seront capturés. Le réflecteur jouera déjà un rôle appréciable dans le ralentissement des neutrons qui s'échappent du coeur.

Les rayons gamma seront surtout absorbés par les noyaux lourds. L'écran sera donc en général composite, par exemple en béton à la baryte. Ba ralentira les neutrons rapides, puis agira l'hydrogène de l'eau contenue dans le béton. Les neutrons seront finalement capturés par l'un des noyaux présents dans le béton (Ba, O, H, Ca ... éventuellement du bore). Les rayons gamma seront surtout absorbés par Ba, Ca.

La structure de l'ensemble des écrans peut être assez complexe pour arriver à absorber à la fois neutrons et photons γ avec une dépense et un encombrement acceptables.

L'énergie des photons gamma qui doivent être absorbés va finalement apparaître sous forme de chaleur.

Elle est environ le dixième de l'énergie thermique du réacteur, donc considérable pour un réacteur de puissance. Comme l'absorption dans l'écran est, grossièrement, fonction exponentielle décroissante du trajet parcouru, c'est la partie de l'écran la plus proche du coeur qui reçoit, de beaucoup, le plus de photons et va s'échauffer le plus. Par exemple dans du béton, au bout de 15 cm d'épaisseur la puissance gamma transmise est

(1) C. F. BONILLA, *Nuclear Engineering*, p. 252, Mc Graw-Hill, éditeur, New-York, 1957.

devenue moitié, autrement dit la puissance transformée en chaleur dans les 15 premiers centimètres de béton, serait 1/20 de la puissance thermique du réacteur. Ceci est inadmissible car le béton, mauvais conducteur thermique, s'échaufferait trop comme premier écran entourant le réflecteur. On mettra donc un écran métallique avec dispositif réfrigérant, par exemple dans le réacteur M.T.R. deux couches d'acier de 10 cm d'épaisseur chacune, écartées de 10 cm et refroidies par un courant d'air. Ce premier écran est appelé *écran thermique.* Le ou les écrans plus extérieurs (béton, eau ...) constituent ce que l'on appelle l'*écran biologique.* Cet écran sera très épais, de plus de deux mètres en général.

XIII-11. **Difficultés dans l'établissement d'un projet d'écran.**

Un réacteur de P kilowatts thermiques est le siège de $3{,}1 \cdot 10^{13}$ P fissions par seconde. Il faudra donc ramener en dessous de la dose de 0,3 rem/semaine l'irradiation due à la production de $3{,}1 \cdot 10^{13}$ P neutrons de 2 MeV et à une puissance gamma de $3{,}1 \cdot 10^{13}$P. $\times$ 20 MeV/seconde supposée répartie entre 3 raies γ de 1, 3 et 7 MeV.

En admettant que le nombre de fissions par unité de volume soit identique en tout point du réacteur, le calcul serait aisé si pour les photons γ l'effet Compton et pour les neutrons la diffusion ne venaient pas compliquer énormément les phénomènes (1). L'effet Compton (v. p. 86 et p. 475) complique les phénomènes parce qu'il remplace le photon incident par un autre d'énergie moindre et, ce qui est plus gênant, de direction différente. Avec des faisceaux larges et un écran

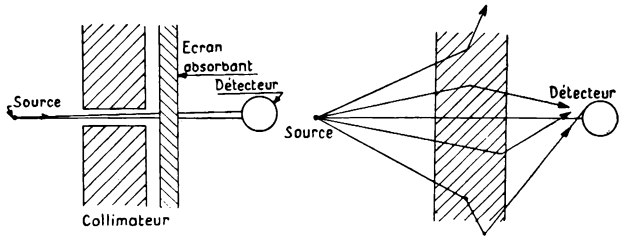


Fig. III-177

assez épais, cette diffusion Compton a pour effet de ramener vers le détecteur des photons qui ne l'atteindraient pas avec un faisceau bien collimaté et un écran mince.

Par suite, il est plus difficile d'affaiblir le rayonnement gamma que le

(1) En outre, les neutrons créent des photons γ secondaires par capture radiative dans le blindage. Ceci oblige à prendre un blindage suffisamment épais.

calcul utilisant le coefficient d'absorption μ mesuré avec un écran mince et un faisceau collimaté ne le laisserait prévoir.

D'une manière générale, une source ponctuelle de radiations d'intensité S, envoie dans un angle solide $d\omega$ un flux $Sd\omega$. S'il n'y pas d'absorption, à travers une surface unité placée à une distance R passe un flux $\frac{S}{4\pi R^2}$. S'il y a absorption, ce flux est à multiplier par $e^{-\mu R}$. Par cm² de la surface du détecteur supposé de sensibilité isotrope (c'est-à-dire indépendante de la direction d'arrivée des radiations) arrive un flux:

$$D = \frac{S\, e^{-\mu R}}{4\pi R^2}.$$

Ceci correspond au cas où il y a absorption sans diffusion. S'il y a diffusion, le flux est plus élevé parce que des radiations sont ramenées vers l'avant. On écrira:

$$D = S\, B(R)\, e^{-\mu R}/4\pi R^2 = S\, G(R).$$

La fonction $B(R)$ dépend de la nature du milieu et de l'énergie de la radiation. Elle est appelée facteur d'augmentation de dose (build up factor).

D'une manière générale, si S_V est la radiation émise par unité du volume V d'un milieu qui est lui-même absorbant, un détecteur isotrope placé dans ce milieu recevra par cm²:

$$D = \iiint_{\text{volume } V} G(R)\, S_V\, dV$$

XIII-12. Exemple de calcul d'un écran pour un réacteur cubique.

XIII-12.1. Puissance produite sous forme de rayons gamma.

Supposons un réacteur à l'uranium naturel et au graphite donnant 180 000 kW thermiques dont le coeur aurait la forme d'un cube de 8 m de côté. Il se produit $3{,}1 \cdot 10^{13} \cdot 1{,}8 \cdot 10^{5} = 5{,}6 \cdot 10^{18}$ fission/s. Chacune libère 20 MeV d'énergie gamma. Un cm³ de ce coeur émet une énergie gamma de:

$$S_V = \frac{5 \cdot 6 \cdot 10^{18} \cdot 20}{800^3} = 2{,}2 \cdot 10^{11}\ \text{MeV/cm}^3 \cdot \text{s}.$$

Une fraction seulement de cette énergie gamma sort du coeur parce qu'une partie y est transformée en chaleur par absorption dans le graphite et l'uranium.

XIII-12.2. **Rayonnement émis par la paroi du coeur.**

Pour calculer la quantité D nous allons faire deux approximations:

1° Supposer que $B(R) = 1$ dans le coeur du réacteur, ce qui revient à dire que l'on admet que les photons γ qui sortent du réacteur proviennent surtout des régions proches de la surface du coeur. Ceci est valable, parce que l'expérience a montré que $B(R)$ est égal à 1 aux valeurs faibles de R puis à peu près égal à $1+\mu R$. Donc on prend simplement:

$$G(R) = e^{-\mu R}/4\pi R^2$$

2° Remplacer le coeur cubique par un plan Q plaqué sur une de ses faces, plan derrière lequel on supposera que le combustible et le modérateur s'étendent jusqu'à l'infini.

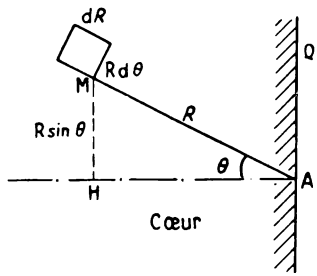


Fig. III-178

Nous prendrons comme élément de volume dV un anneau d'axe AH normal au plan Q. Cet anneau a un volume:

$$dV = 2\pi R \sin\theta \cdot R \cdot d\theta \cdot dR$$

on a donc:

$$D = \int_{R=0}^{R=+\infty} \int_{\theta=0}^{\theta=+\pi/2} S_V \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2} 2\pi R \sin\theta \cdot R \cdot d\theta \cdot dR$$

$$D = \frac{S_V}{2} \int_0^{\infty} e^{-\mu R}\, dR \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cdot d\theta = S_V/2\,\mu.$$

Comment trouver la valeur de μ? On en aura une valeur approximative en remarquant que μ est identique au coefficient Σ_c de la page 376 et qu'en adoptant une énergie moyenne de 4 MeV pour les photons γ, chez la plupart des éléments le coefficient d'absorption massique μ/ρ est voisin de 0,033 cm²/g. Pour un réacteur uranium naturel-graphite, la valeur moyenne de ρ est voisine de 2, ce qui donne $\mu = 0{,}066$ cm^{-1}.

On a donc ici:

$$D = 2{,}2 \cdot 10^{11}/2 \cdot 0{,}066 = 1{,}67 \cdot 10^{12}\ \text{MeV/cm}^2 \cdot \text{s}.$$

La puissance absorbée par cm³ d'air serait, puisque la section macroscopique de l'air pour des photons de 4 MeV est (1) $2{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}:

$$2{,}3 \cdot 10^{-5} \cdot 1{,}67 \cdot 10^{12}\ \text{MeV/cm}^3 \cdot \text{s} = 3{,}83 \cdot 10^{7}\ \text{MeV/cm}^3 \cdot \text{s}$$

(1) Fig. III-170, p.619.

ou, puisque 1 roentgen/heure vaut 18,8 MeV/cm³·s (p. 620), l'intensité d'irradiation serait:

$$3{,}83 \cdot 10^7/18{,}8 = 2{,}04 \cdot 10^6 \text{r/h}$$

donc considérable.

XIII-12.3. **Remplacement du coeur par un plan émetteur.**

D'une manière générale, on démontre qu'une source volumique d'intensité S_V peut être remplacée par une source superficielle d'intensité S_V/μ (ou $S_V\lambda$). Ici, par exemple, un plan source qui rayonnerait par ses *deux* faces et donnerait d'*un* côté le même flux $S_V/2\mu$ que la moitié de l'espace remplie de combustible+modérateur donc en tout $2.S_V/2\mu$ devrait avoir une intensité $S_a = S_V/\mu$.

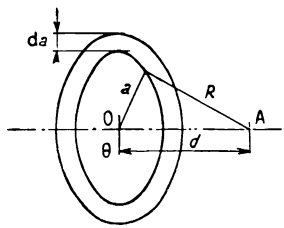


Fig. III-179

Ce plan source, qui, avec les approximations ci-dessus, remplace pour nous le coeur du réacteur, va avoir son rayonnement affaibli par le milieu qui entoure le coeur: réflecteur et écrans.

En un point A situé à la distance d de ce plan on aura:

$$D_e = S_a \int\int G(R)\,dS, \quad \text{avec} \quad dS = 2\pi a\,da$$

or comme:

$$d^2 + a^2 = R^2 \qquad 2a\,da = 2R\,dR$$

nous avons:

$$D_e = S_a \int_{R=d}^{R=\infty} G(R)\,2\pi R\,dR.$$

Nous ne pouvons ici prendre $G(R) = e^{-\mu R}/4\pi R^2$ comme nous l'avions fait pour l'intérieur du coeur car il faut tenir compte du facteur d'augmentation de dose (build up factor) $B(R)$ de l'écran.

Pour des calculs précis, on utiliserait les valeurs numériques expérimentales de $B(R)$ en fonction de R (v. page 647). Ici, nous prendrons simplement:

$$B(R) = 1 + \mu R \# \mu R = R/\lambda$$

en supposant $R \gg \lambda$. $\lambda = 1/\mu$ est la «longueur de relaxation» du matériau utilisé.

Voici à titre d'indication quelques valeurs de λ pour les rayons gamma et les neutrons rapides, convenant pour les radiations des réacteurs.

Matériau	(rayons gamma) λ(cm)	(neutrons rapides) λ(cm)
Eau	30	10
Graphite	19	9
Beryllium	18	9
Oxyde de beryllium	14	9
Béton	15	11
Béton à la baryte	10	8
Béton lourd (au fer)	8	6,3
Aluminium	13	10
Fer	3,7	6
Plomb	2,5	9

Nous aurons:

$$D_e = 2\,S_a \int_d^\infty \frac{e^{-\mu R}}{4\pi}\, d(\mu R) = \frac{S_a\, e^{-\mu d}}{2},$$

ou encore, puisque $S_a = S_{V/\mu}$

$$D_e = D e^{-\mu d} = \frac{S_V}{2\mu}\, e^{-\mu d}.$$

Revenons à l'exemple numérique considéré:

$$S_a/2 = S_V/2\mu, \qquad D = 2{,}06 \cdot 10^6 \text{ r/h}$$

XIII-12.4. **Affaiblissement par des écrans.**

Supposons que le coeur soit entouré d'un réflecteur de 1 mètre de graphite, de $\mu = 0{,}052$ cm^{-1}.

On a:

$$\mu d = 5{,}2, \qquad e^{-\mu d} = 0{,}0055,$$

$D_e = 1{,}12 \cdot 10^4$ roentgens/heure (ou $9{,}2 \cdot 10^9$ MeV/cm$^2 \cdot$ s).

Des écrans sont indispensables.

Si nous disposons un « écran thermique » en acier de 10 cm d'épaisseur et de $\mu = 0{,}27$, la radiation est divisée par 15, et si nous ajoutons un

« écran biologique » en béton de 1,90 m d'épaisseur et de $\mu = 0{,}073$ cm^{-1} la radiation est cette fois divisée par $9{,}10^5$ ce qui donne finalement:

$$1{,}12 \cdot 10^4 / 15 \cdot 9 \cdot 10^5, \quad \text{soit 0,8 milliroentgen/heure,}$$

largement inférieur à la tolérance qui est 7,5 milliroentgens/heure.

XIII-13. Exemple de calcul d'un écran pour un réacteur sphérique.

Il est intéressant de comparer l'estimation précédente avec celle que donnerait un calcul mené autrement. Si nous considérons un réacteur sphérique de même puissance et de même volume que le précédent, le calcul de D, flux de radiation sortant du coeur, doit en principe se faire par la formule générale:

$$D = S_V \int\int\int \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \, dV.$$

Il est plus simple de remplacer cette sphère pleine par une source superficielle d'intensité $S_a = S_V/\mu$ répartie sur une sphère creuse de rayon égal à celui du coeur. Le calcul est alors facile:

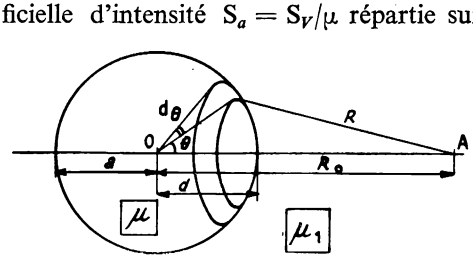


Fig. III-180

$$D = S_a \int\int_{\text{surface sphère}} G(R) \, dS$$

avec:

$$dS = 2\pi a^2 \sin\theta \, d\theta.$$

Comme $R^2 = R_0^2 + a^2 - 2a R_0 \cos\theta$, on en tire, en différentiant:

$$R \, dR = a R_0 \sin\theta \, d\theta$$

ce qui permet d'écrire l'intégrale:

$$D = S_a = \frac{2\pi a}{R_0} \int_{R_0 - a}^{R_0 + a} G(R) \, R \, dR.$$

Par comparaison avec le calcul relatif à un plan source indéfini, on voit que l'on peut écrire:

$$D_{\text{sphère}} = \frac{a}{R_0} [D_{\text{plan à } R_0 - a} - D_{\text{plan à } R_0 + a}].$$

Pour calculer la propagation des radiations en dehors du coeur, il faut tenir compte de B (R) dans les expressions de D relatives aux deux plans.

En prenant l'expression la plus simple (qui n'est qu'approximative) $B(R) = \mu R$ on obtient:

$$D_{\text{plan à } R_0-a} = \frac{S_a}{2} e^{-\mu_1 (R_0-a)},$$

$$D_{\text{plan à } R_0+a} = \frac{S_a}{2} e^{-\mu_1 (R_0+a)},$$

μ_1 désignant le coefficient d'absorption du milieu situé entre la sphère et A.

$S_a = S_V/\mu$ est identique à celui du réacteur cubique de même puissance et de même volume, μ désignant le coefficient d'absorption moyen de l'ensemble uranium-graphite.

En désignant encore par D l'expression $S_V/2\mu$ nous avons:

$$D_{\text{sphère}} = \frac{a}{R_0} D \left[e^{-\mu_1 (R_0-a)} - e^{-\mu_1 (R_0+a)}\right].$$

Donnons au coeur un rayon a de 5 mètres (même volume que le réacteur cubique précédent). Entourons-le d'un réflecteur en graphite d'épaisseur $d_1 = R_0 - a$ égale à 1 mètre et de $\mu_1 = 0{,}052\ \text{cm}^{-1}$:

$$e^{-\mu_1 (R_0+a)} = e^{-57{,}2}$$

est négligeable devant

$$e^{-\mu_1 (R_0-a)} = e^{-5{,}2}.$$

Nous avons donc pour le rayonnement sortant du réflecteur sphérique:

$$D_{\substack{graphite \\ réacteur\ sphérique}} \# \frac{a}{R_0} D e^{-\mu_1 d_1} \# \frac{a}{a+d_1} \cdot D e^{-\mu_1 d_1}.$$

Cette expression ne diffère de celle du rayonnement sortant du réflecteur du réacteur cubique que par le facteur $a/R_0 = 5/6$.

Si nous mettons autour du réflecteur un blindage en béton ($\mu_2 = 0{,}073\ \text{cm}^{-1}$) d'épaisseur d_2, nous aurons à la sortie du béton:

$$D_{\substack{béton \\ réacteur\ sphérique}} \# D_{\substack{graphite \\ réacteur\ sphérique}} \cdot \frac{a+d_1}{a+d_1+d_2} e^{-\mu_2 d_2},$$

$$D_{\substack{béton \\ réacteur\ sphérique}} = \frac{a}{a+d_1+d_2} D e^{-\mu_1 d_1} e^{-\mu_2 d_2},$$

qui diffère de la valeur que l'on trouverait pour le réacteur cubique par le facteur $a/(a+d_1+d_2) = 5/(5+1+2) = 5/8$.

On voit que malgré les approximations faites les deux modèles cubique et sphérique donnent des valeurs comparables de l'irradiation.

Si nous prenons 1 mètre pour l'épaisseur d_1 du réflecteur en graphite et 3 mètres pour l'épaisseur d_2 du béton:

$$D_{\substack{\text{béton} \\ \text{réacteur sphérique}}} = D \cdot \frac{a}{a + d_1 + d_2} e^{-\mu_1 d_1} \cdot e^{-\mu_2 d_2} =$$

$$= D \cdot \frac{5}{8} e^{-5,2} e^{-21,9} \# D \cdot 1,04 \cdot 10^{-12}.$$

Avec $D = 2,04 \cdot 10^6$ r/h, ceci donnerait:

$$2,1 \cdot 10^{-6} \text{ r/h},$$

bien au-dessous de la dose maxima tolérable.

On referait alors le calcul de manière à ce que l'épaisseur du béton donne par exemple 10^{-3} r/h qui est le huitième de la dose maxima (cette économie de béton est d'autant plus justifiée qu'aucune personne ne séjourne en permanence adossée au blindage du réacteur).

XIII-14. **Affaiblissement des neutrons rapides.**

Dans les calculs précédents concernant l'affaiblissement à donner aux radiations sortant du coeur, nous avions pris $B(R) = \mu R$ en faisant remarquer que ceci n'était qu'approximatif pour les rayons gamma. Suivant la valeur de μR et suivant que l'on a affaire à des neutrons ou à des rayons gamma, on peut dire que:

1° Si μR est inférieur à 1 ($R < \lambda$ longueur de relaxation) on peut prendre $B(R) = 1$ pour toute radiation (γ ou neutrons rapides).

2° Si μR est très supérieur à 1 ($R \gg \lambda$) on peut prendre $B(R) \# \mu R$ pour les photons γ. En réalité c'est une approximation assez grossière car $B(R)$ croît plus vite que $1+\mu R$. Pour des calculs précis, on utilise des tables ou courbes expérimentales donnant $B(R)$ en fonction de μR, mais pour les neutrons rapides $B(R)$ reste inférieur à μR.

On est donc amené pour les écrans minces, et avec les neutrons rapides même pour les écrans épais à prendre $B(R) = 1$. Ceci ne simplifie pas toujours les calculs comme on pourrait l'espérer, au contraire. Par exemple dans le calcul de l'irradiation D donnée à une distance x par une source plane superficielle indéfinie, plongée dans un milieu de coefficient d'absorption μ, l'expression de D est:

$$D = \frac{1}{2} S_a E_1(\mu x),$$

E_1 désignant la première fonction exponentielle intégrale, définie par:

$$E_1(\mu x) = \int_{\mu x}^{\infty} \frac{e^{-\mu x}}{\mu x} d(\mu x).$$

Il existe des tables des fonctions exponentielles intégrales et ceci permet d'arriver rapidement aux valeurs numériques de D. Des abaques de l'affaiblissement en fonction de μ et x ont été publiés (1) (2) (3). Pour les neutrons ce calcul d'affaiblissement se ferait comme p. 637 à 644. Si l'on recherchait une bonne précision, on les répartirait en groupes d'énergies différentes et on prendrait pour chaque groupe la valeur de μ et la courbe (R, B(R)) correspondante.

XIII-14.1. **Section efficace de déplacement.**

Les piles piscines qui sont maintenant très répandues permettent de mesurer rapidement et facilement la « section efficace de déplacement » (effective removal cross section) qui renseigne sur les propriétés des matériaux pour écrans contre les neutrons.

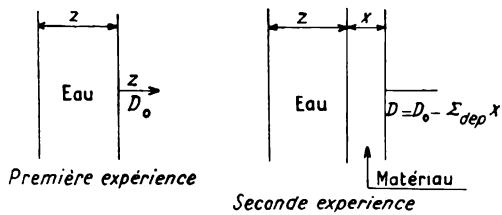


Fig. III-181

Dans une première expérience, on mesure le flux D_0 de neutrons sortant à travers une couche d'eau d'épaisseur z, dans une seconde expérience on place entre la même couche d'eau et le détecteur de neutrons une plaque d'épaisseur x du matériau étudié. Le flux observé à la sortie de cette plaque étant D, la section efficace macroscopique de déplacement $\Sigma_{dép}$ est définie par la relation:

$$D = D_0 e^{-\Sigma_{dép} x}.$$

A partir de $\Sigma_{dép}$, on obtient la section efficace microscopique de déplacement $\sigma_{dép}$ par $\sigma_{dép} = \Sigma_{dép}/N$, N désignant le nombre d'atomes du matériau par unité de volume.

$\Sigma_{dép}$ représente l'absorption due à la fois à l'absorption proprement dite et aux pertes par diffusion. L'expérience montre que $\sigma_{dép}$ dépend peu

(1) D. G. CHAPPELL, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 1, p. 52.
(2) M. G. CHASANOV et M. SCHATZKES, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 6, p. 63.
(3) D. G. CHAPPELL, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 7, p. 80.

de l'énergie des neutrons rapides et varie avec la masse atomique A du matériau selon:

$$\sigma_{dép} = 0{,}011\ A^{2/3} + 0{,}56\ A^{1/3} - 0{,}35 \text{ barn};$$

on a approximativement:

$$\Sigma_{dép} = 0{,}085\ \rho.A^{-1/3},$$

ρ étant la masse spécifique du matériau (en g/cm^3).

Voici quelques valeurs de $\Sigma_{dép}$ et $\sigma_{dép}$ (ces dernières étant surtout utiles pour les écrans non homogènes).

Matériau	$\Sigma_{dép}$(cm^{-1})	$\sigma_{dép}$(barns)	ρ(g/cm^3)
Be	0,125	1,07	1,84
C (graphite)	0,064	0,84	1,67
Al	0,071	1,2	2,69
Fe	0,170	2,00	7,85
Pb	0,110	3,4	11,38
U	0,17	3,6	18,7
BeO	0,147	2,06	2,96
B_4C	0,117	4,3	2,54
H_2O	0,10	3,0	1
Béton ordinaire	0,09		2,3
Béton à la baryte	0,125		3,5
Béton chargé de fer	0,16		4,4

XIII-14.2. **Longueur de remplacement pour les écrans contre les rayons gamma.**

Comme des rayons gamma secondaires sont produits dans les écrans eux-mêmes et que le calcul de leur affaiblissement est assez peu commode (1), on utilise aussi une donnée empirique fournie facilement par l'expérience. Si l'on introduit une plaque de métal d'épaisseur d dans un écran d'eau d'épaisseur beaucoup plus grande, la dose de rayons gamma sortante qui était initialement Γ_0 est diminuée et devient Γ_1. La longueur de remplacement l est définie par:

$$\Gamma_1 = \Gamma_0\ e^{-d/l}.$$

Cette grandeur dépend des conditions expérimentales et en particulier de l'énergie des rayons gamma incidents. Elle indique quand même l'ordre

(1) Assez empiriquement, on fait souvent l'approximation de supposer que chaque neutron crée un photon γ secondaire à une profondeur τ/λ dans l'écran (τ âge de Fermi, λ longueur de relaxation, définie p. 640). On suppose ainsi qu'à 30 cm de profondeur environ dans l'écran naissent des photons γ de 4 MeV en nombre égal à celui des neutrons rapides qui arrivent.

de grandeur de l'épaisseur qu'il faudrait donner à un écran métallique pour obtenir un affaiblissement supplémentaire lorsqu'il y a déjà une combinaison d'écrans contenant de l'eau.

XIII-15. **Données numériques.**

Nous donnons les valeurs du facteur d'augmentation de dose B(R) calculées pour une source ponctuelle, différentes énergies E des photons et différents matériaux. Les calculs ont été effectués au Bureau of Standards par une machine électronique avec la méthode des moments de Spencer et Fano ([1]).

B (R) pour une source ponctuelle isotrope dans l'eau

E (MeV)	μR : 1	2	4	7	10	15
0,256	3,09	7,14	23,0	72,9	166	455
0,5	2,52	5,14	14,3	38,8	77,6	178
1	2,08	3,50	7,21	14,6	24,0	44,7
2	1,83	2,77	4,88	8,46	12,4	19,5
3	1,69	2,42	3,91	6,23	8,63	12,8
4	1,58	2,17	3,34	5,12	6,94	9,97
6	1,46	1,91	2,80	4,08	5,33	7,34
8	1,39	1,77	2,49	3,51	4,50	6,05
10	1,32	1,63	2,22	3,04	3,82	5,07

B (R) pour une source ponctuelle dans l'aluminium

E(MeV)	μR : 2	4	7	10	15	20
0,5	4,24	9,47	21,5	38,9	80,8	141
1	3,31	6,57	13,1	21,2	37,9	58,5
3	2,61	4,62	8,05	11,9	18,7	26,3
3	2,32	3,78	6,15	8,65	13,0	17,7
4	2,08	3,22	5,01	6,88	10,1	13,4
6	1,85	2,70	4,06	5,49	7,96	10,4
8	1,68	2,37	3,45	4,58	6,56	8,52
10	1,55	2,12	3,01	3,96	5,63	7,32

(1) L. V. SPENCER et U. FANO, *Journ. Res. Nat. Bur. Standards*, 46, 1951, p. 446; U. FANO, *Nucleonics* 11, 1953, n° 8, p. 8 et n° 9, p. 55.

B(R) pour une source ponctuelle dans le fer

E (MeV)	μR : 2	4	7	10	15	20
0,5	3,09	5,98	11,73	19,23	35,42	55,6
1	2,88	5,39	10,21	16,18	28,31	42,7
2	2,38	4,08	6,99	10,47	16,83	24,0
3	2,12	3,44	5,74	8,35	13,25	18,8
4	1,94	3,03	4,91	7,11	11,23	16,0
6	1,72	2,58	4,14	6,02	9,89	14,7
8	1,56	2,23	3,49	5,07	8,50	13,0
10	1,42	1,95	2,98	4,35	7,54	12,4

B(R) pour une source ponctuelle dans le plomb

E (MeV)	μ R : 2	4	7	10	15
0,5	1,42	1,69	2,00	2,27	2,65
1	1,69	2,26	3,02	3,74	4,81
2	1,76	2,51	3,66	4,84	6,86
3	1,68	2,43	3,75	5,30	8,44
4	1,56	2,25	3,61	5,44	9,80
5,11	1,46	2,08	3,44	5,55	11,74
6	1,40	1,97	3,34	5,69	13,80
8	1,30	1,74	2,89	5,07	14,05
10	1,23	1,58	2,52	4,34	12,54

Quelques valeurs de la première fonction exponentielle intégrale $E_1(x)$.

x	1	2	3	4	5
$E_1(x)$	$2{,}19 \cdot 10^{-1}$	$4{,}89 \cdot 10^{-2}$	$1{,}305 \cdot 10^{-2}$	$3{,}78 \cdot 10^{-3}$	$1{,}148 \cdot 10^{-3}$
x	6	7	8	9	10
$E_1(x)$	$3{,}6 \cdot 10^{-4}$	$1{,}155 \cdot 10^{-4}$	$3{,}77 \cdot 10^{-5}$	$1{,}245 \cdot 10^{-5}$	$4{,}16 \cdot 10^{-6}$
x	12	14	16	18	20
$E_1(x)$	$4{,}75 \cdot 10^{-7}$	$5{,}57 \cdot 10^{-8}$	$6{,}64 \cdot 10^{-9}$	$8{,}04 \cdot 10^{-10}$	$9{,}84 \cdot 10^{-11}$

Coefficient d'absorption spécifique, μ/g, en cm^2/g

E (MeV)	H_2O	Al	Fe	Pb
0,1	0,167	0,160	0,342	5,29
0,15	0,149	0,133	0,182	1,84
0,2	0,136	0,120	0,138	0,895
0,3	0,118	0,103	0,106	0,355
0,4	0,106	0,0922	0,0918	0,208
0,5	0,0967	0,0840	0,0828	0,145
0,6	0,0894	0,0777	0,0761	0,114
0,8	0,0786	0,0682	0,0668	0,0837
1,0	0,0706	0,0614	0,0595	0,0683
1,5	0,0576	0,0500	0,0484	0,0514
2,0	0,0493	0,0431	0,0422	0,0451
3,0	0,0396	0,0353	0,0359	0,0410
4,0	0,0339	0,0310	0,0330	0,0416
5,0	0,0302	0,0284	0,0314	0,0430
6,0	0,0277	0,0266	0,0305	0,0445
8,0	0,0242	0,0243	0,0298	0,0471
10,0	0,0221	0,0232	0,0300	0,0503

XIII-16. **Radiations provenant du réfrigérant.**

Les écrans protégeant contre les radiations émises par le réacteur sont traversés par les canalisations du réfrigérant. Pour éviter que les radiations ne fuient à cet endroit, ces traversées devront être protégées par des blindages étudiés. Au besoin, elles seront disposées en chicane. Si le réfrigérant devient radioactif sous l'action des neutrons qui le bombardent à son passage dans le coeur, on est amené à employer un réfrigérant secondaire dont le circuit sera séparé par un échangeur de température de celui du réfrigérant primaire. Seul ce dernier s'active au passage dans le coeur et seules ses canalisations et les échangeurs devront être entourés de blindages contre les radiations.

Considérons, par exemple un réacteur dont le réfrigérant primaire est du sodium. Soient τ la vie moyenne (78 000 secondes) du $^{24}Na^*$ qui se forme par ^{23}Na (n, γ) ^{24}Na, et T le temps que met le sodium pour décrire un tour dans le circuit réfrigérant primaire. Désignons par I_1 l'activation que présenterait 1 g de sodium après avoir traversé une fois le coeur du réacteur, l'activité du sodium qui circule en circuit fermé est:

$$I_1 + I_1 e^{-T/\tau} + I_1 e^{-2T/\tau} + I_1 e^{-3T/\tau} + \ldots\ldots$$

Les termes successifs représentent les activités résiduelles acquises au tour précédent, au tour avant le précédent, etc.

On a donc:

$$I = I_1 (1 + e^{-T/\tau} + e^{-2T/\tau} + ...) = I_1/(1 - e^{-T/\tau}).$$

Il reste à évaluer I_1. Nous verrons (p. 652), qu'après une irradiation d'une durée t (durée de la traversée du coeur) par un flux Φ neutrons de noyaux de section efficace σ et d'atome-gramme A, l'activité en désintégrations par gramme est:

$$I_1 = \frac{0{,}6\,\Phi\,\sigma}{A}(1 - e^{-t/\tau}).$$

On a donc:

$$I = \frac{0{,}6\,\Phi\,\sigma}{A} \cdot \frac{1 - e^{-t/\tau}}{1 - e^{-T/\tau}}.$$

1 g de sodium produit par seconde:

$$0{,}6\,\frac{\Phi\,\sigma}{A}\,\frac{1 - e^{-t/\tau}}{1 - e^{-T/\tau}};$$

ici $\tau \gg t$ et $\tau \gg T$, si bien que l'on a simplement une émission de $0{,}6\,\Phi\sigma/A$ photons par seconde et par gramme. Si nous prenons $\Phi = 10^{12}$ n/cm^2·s, $\tau = 0{,}5$ s, $\sigma = 0{,}5$ barn, $A = 23$, ceci donne $1{,}3 \cdot 10^{10}$ photons γ émis à chaque seconde par gramme de sodium. Il est indispensable de protéger les canalisations par des blindages, car ces photons ont une énergie élevée: 4,1 MeV.

CHAPITRE XIV

APPLICATIONS DES RADIOÉLÉMENTS ET DES RADIATIONS

XIV-1. Production des radioéléments.

L'homme tend aujourd'hui à substituer aux substances radioactives naturelles, telles que le radium ou le thorium, des substances radioactives artificielles absentes dans la nature. Il y a à cela deux raisons: les isotopes radioactifs artificiels sont bien moins chers que les produits naturels, le choix de leurs propriétés chimiques et nucléaires (période, nature et énergie des rayonnements émis) est beaucoup plus étendu.

On peut, *grosso modo*, distinguer trois types différents de préparation des radioéléments artificiels.

XIV-1.1. Bombardement d'une cible au moyen d'un accélérateur de particules.

Ces accélérateurs, par exemple cyclotron ou synchrotron, ont des faisceaux de particules assez peu intenses (de l'ordre du microampère par exemple) mais leur énergie cinétique élevée exige un refroidissement énergique de la cible. On n'obtient ainsi que des quantités de substances radioactives trop faibles et trop chères pour la plupart des usages industriels, mais très suffisantes et très utiles pour la recherche scientifique.

XIV-1.2. Irradiation d'un échantillon par les neutrons dans un réacteur.

Ce procédé donne commodément des quantités notables de radioéléments de bonne pureté, il est employé en France dans sept réacteurs (EL 2, EL 3, Triton, Mélusine, G1, G2, G3). Les réactions de formation sont en général du type (n, γ). Par exemple:

$^{31}P\,(n, \gamma)\ ^{32}P$; ^{32}P est émetteur bêta de période 14,3 jours,
$^{59}Co\ (n, \gamma)\ ^{60}Co$; ^{60}Co est émetteur bêta et gamma de période 5,3 ans.

Des réactions (n, p) sont aussi employées [1]:

$$^{14}N(n, p)^{14}\ C\ ^{32}S(n, p)^{32}P;$$

elles ont l'avantage suivant: le noyau obtenu diffère du noyau bombardé et peut en être séparé chimiquement. On obtient ainsi une activité spécifique beaucoup plus élevée.

Supposons que l'échantillon soit constitué par un élément dont l'atome gramme ait la masse A et qu'une réaction (n, γ) ait lieu [2].

Soient:

σ la section efficace microscopique du noyau bombardé par un flux de Φ neutrons/cm$^2\cdot$s,

N_0 le nombre de noyaux originaux par cm^3 d'échantillon au moment où commence le bombardement neutronique, N_1 leur nombre à l'instant t,

N le nombre de noyaux formés à l'instant t par capture d'un neutron,

λ la constante radioactive de ces noyaux.

Pendant une seconde, il disparaît, par cm^3, λN noyaux radioactifs qui le désintègrent et il apparaît $\Phi\sigma N_1$ nouveaux noyaux par capture neutronique dans l'échantillon. On a donc les équations différentielles:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\Phi\sigma N_1, \quad \frac{dN}{dt} = \Phi\sigma N_1 - \lambda N.$$

D'où:

$$N = \frac{\Phi\sigma N_0}{\lambda + \Phi\sigma}\,[1 - e^{-(\lambda+\Phi\sigma)t}]. \tag{1}$$

La masse de 1 cm^3 d'échantillon est:

$[(N_0-N)A+N(A+1)]/6{,}02\cdot10^{23} = (N_0A+N)/6{,}02\cdot10^{23}$ grammes;

l'activité spécifique de l'échantillon irradié est en curies/gramme:

$$I_1 = \lambda N\cdot 6{,}02\cdot10^{23}/(N_0A + N)3{,}7\cdot10^{10},$$

ou:

$$I_1 = \frac{1{,}63\cdot10^{13}\,\lambda\,\Phi\,\sigma}{\Phi\sigma + A(\lambda + \Phi\sigma)\ [1 - e^{-(\lambda+\Phi\sigma)t}]^{-1}}. \tag{2}$$

(1) Parfois, avant le noyau désiré il se forme un ou deux noyaux intermédiaires à vie courte:

$$^{124}_{50}Sn(n,\gamma)\,^{125}_{50}Sn \qquad ^{125}_{50}Sn \rightarrow\ ^{0}_{-1}e\ +\ ^{125}_{51}Sb$$

$^{125}_{50}$Sn a une période de 9,4 jours. $^{125}_{51}$Sb a une période de 2,7 ans et est émetteur bêta et gamma.

(2) Pour une réaction (n,p) on aurait simplement:

$$I = \frac{1{,}63\cdot10^{13}\,\lambda\,\Phi\,\sigma\,[1 - e^{-(\lambda\ +\ \Phi\sigma)t}]}{A(\lambda\ +\ \Phi\ \sigma)}. \tag{2 bis}$$

La formule (2), qui tient compte de la diminution du nombre des noyaux de l'échantillon avec l'irradiation, est rigoureuse. Il faut parfois l'adopter avec les réacteurs à haut flux et certains éléments de σ élevé et de λ petit.

Exemple: La réaction ^{151}Eu (n, γ) ^{152}Eu peut se faire avec $\sigma = 3\,360$ barns et donner ^{152}Eu avec une période T de 13 ans. La pile de Saclay donne $\Phi = 2{,}5 \cdot 10^{12}$ n/cm^2·s.

On a alors:

$$\lambda = (\text{Log } 2)/T = 0{,}69/13 \cdot 365 \cdot 86\,400 = 1{,}74 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1};$$

$$\Phi\sigma = 8{,}4 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}.$$

Un tel cas est exceptionnel et en général λ est très supérieur à $\Phi\sigma$, si bien que les relations (1) et (2) peuvent être remplacées par les suivantes plus simples:

$$N \# [1 - e^{-\lambda t}]\,\Phi\sigma\, N_0/\lambda. \tag{3}$$

$$I_1 \# [1 - e^{-\lambda t}]\,\Phi\sigma\, 1{,}63 \cdot 10^{-13}/A. \tag{4}$$

L'activité spécifique I tend vers une saturation qui est atteinte à 1% près après une irradiation d'une durée égale à 7 T. Après l'irradiation d'une durée t qui a donné l'activité I_1 (formule (2) ou (4)), l'activité diminue avec le temps θ suivant:

$$I = I_1 e^{-\lambda\theta}.$$

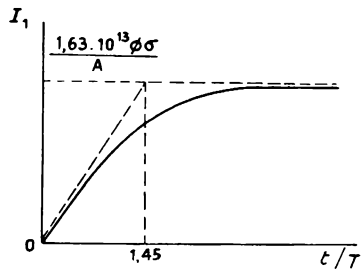


Fig. III-182

Le bombardement neutronique est souvent utilisé pour créer des radioéléments dans des objets déjà existants ou non préparés spécialement. Par exemple, on rend radioactifs par irradiation aux neutrons des outils de tour dont on veut étudier l'usure (1).

XIV-1.3. **A partir des produits de fission.**

Dans beaucoup d'applications industrielles, seul importe que le rayonnement des substances radioactives soit suffisamment intense, par exemple pour repérer à travers une paroi un niveau de liquide. Une séparation chimique assez grossière des produits radioactifs formés par fission dans

(1) B. COLDING et L. G. ERWALL, p. 30 Hdbk for Rad. Appl. (*Nucleonics*. éditeur, New-York, 1956).

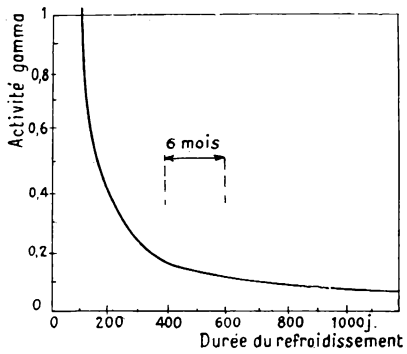


Fig. III-183

Décroissance de l'activité gamma (en unités arbitraires).

le coeur des réacteurs sera suffisante pour beaucoup d'applications et économiquement très intéressante parce qu'elle donnera à bas prix des quantités importantes de produits très actifs, mais ces produits devront être renouvelés tous les six mois parce que leur activité baisse rapidement. Parmi eux, citons ^{90}Sr et ^{137}Cs. En général, la pureté de ces produits ne suffit pas encore pour les employer comme traceurs en chimie ou biologie.

XIV-1.4. **Principaux radioéléments, leur préparation.**

1°) Certains radioéléments peuvent être préparés par une *simple irradiation* aux neutrons sans traitement chimique consécutif:

$$X(n, \gamma)X'$$

X′ étant en général radioactif β ou radioactif β et γ.

Par exemple, on obtient le cobalt-60 par irradiation du cobalt-59:

$$^{59}_{27}Co + {}_0n \rightarrow {}^{60}_{27}Co + \gamma$$

cette réaction se fait bien avec les neutrons thermiques des piles.

On prépare également par simple irradiation ^{192}Ir et ^{90}Y (voir p. 655, 656 Gammagraphie).

2°) Un radioélément qui n'est pas un isotope de l'élément irradié s'obtient par irradiation suivie d'un traitement chimique qui augmente sa concentration et élimine éventuellement d'autres radioéléments indésirables.

Ainsi sont obtenus par exemple:

le tritium	par	$^6Li(n, \alpha)^3H$
le carbone-14	par	$^{14}N(n, p)^{14}C$
le phosphore 32	par	$^{32}S(n, p)^{32}P$
le soufre 35	par	$^{35}Cl(n, p)^{35}S$
l'iode 131	par	$^{130}Te(n, \gamma)^{131}Te^*$ puis $^{131}Te^* \rightarrow {}^{131}I + {}^0_{-1}e$

3°) Le radioélément X′ formé par réaction $X(n, \gamma)X'$ est isotope de X, il peut arriver que l'émission du photon γ donne au noyau X′ formé une énergie cinétique de recul suffisante pour que celui-ci se sépare de la molé-

cule dont il faisait partie. Cette séparation peut être mise à profit pour extraire X'. C'est l'effet Szilard-Chalmers.

Par exemple, l'irradiation du chrome-50 de CrO_4K_2 donne $^{50}Cr(n,\gamma)^{51}Cr$, l'émission du photon γ donne au noyau ^{51}Cr une énergie de recul telle qu'il se sépare sous forme d'ion Cr^{+++} de la molécule CrO_4K_2 ce qui permet de l'extraire chimiquement de la solution de bichromate de potassium.

Ainsi prépare-t-on ^{51}Cr, ^{64}Cu, ^{65}Zn, ^{76}As, etc. Pour plus de détails, on pourra consulter (1) (2) (3) (4).

XIV-2. Classification des applications.

Des quantités importantes d'éléments radioactifs artificiels sont employées comme sources intenses de rayons gamma destinées à divers usages: gammagraphie, stérilisation, etc. Nous rapprocherons de ces applications, l'irradiation de métaux et de substances organiques par le flux de neutrons dans un canal de réacteur.

Les éléments radioactifs ont reçu d'autres applications comme sources de rayons bêta et alpha grâce à l'ionisation produite par ces rayons.

Nous indiquerons ensuite quelques applications de ces éléments à des mesures d'épaisseur, de niveau, de débit, d'usure, etc.

Enfin lorsque ce sont les propriétés chimiques des éléments radioactifs qui déterminent leur répartition, ils servent de « traceurs » ou « éléments marqués » que leur radioactivité permet de suivre à la trace dans les diverses transformations chimiques ou physiques qu'ils subissent. Les traceurs permettent d'effectuer commodément des études qui autrement seraient très délicates voire impossibles. Il n'est guère d'industrie ou de branche de la science qui ne les utilise avec succès (5).

XIV-3. Sources intenses de radiations.

XIV-3.1. Gammagraphie.

Les rayons γ sont, en raison de leur longueur d'onde plus courte, plus pénétrants que les rayons X habituels. Ils vont donc permettre d'obtenir des gammagraphies de pièces métalliques très épaisses et cela avec un appareillage très facile à transporter puisqu'il ne comporte que la source

(1) P. GERMOND, Bull. Sci. et Techn. du C.E.A., n° 27, mars 1959, p. 13.
(2) M. DOUIS, id., p. 18.
(3) R. HENRY, id., p. 24.
(4) Y. JOLCHINE, Bull. Sci. et Techn. du C.E.A., n° 51, mai 1961, p. 34.
(5) On consultera avec fruit le Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A., N° 27, mars 1959 et n° 51, mai 1961.

radioactive, son blindage en plomb destiné à protéger les utilisateurs et bien entendu les films photographiques.

Pour les gammagraphies industrielles, on utilise:

1° Le radiocobalt ^{60}Co :

période 5,3 années,

émet des rayons gamma de 1,17 et 1,33 MeV (et des rayons bêta de 0,31 MeV).

On le produit par la réaction:

$$^{59}Co(n, \gamma)^{60}Co$$

dont la section efficace n'est que de 30 barns, ce qui exige une radiation neutronique assez longue.

En irradiant par 10^{11} n/cm^2·s, au bout d'un an environ le huitième de l'activité spécifique de saturation 0,825 curie/g est obtenu.

2° Le tantale ^{182}Ta :

période 112 jours,

émet des rayons gamma de 0,066 à 1,223 MeV (et des rayons bêta de 0,525 MeV).

Il est produit par :

$$^{181}Ta(n, \gamma)^{182}Ta,$$

avec une section efficace de 21 barns.

Après 4 semaines d'exposition à un flux de 10^{11} n/cm^2·s l'activité spécifique est 0,033 curie/g.

3° L'iridium ^{192}Ir :

période 74,37 jours,

émet des rayons γ d'énergie allant de 0,136 à 0,613 MeV (principalement 0,31 et 0,47 MeV) et des bêta de 0,66 MeV.

Il est formé par la réaction :

$$^{191}Ir(n, \gamma)^{192}Ir,$$

qui a une section efficace élevée de 269 barns.

Ceci permet d'obtenir rapidement une activité spécifique élevée (0,46 curie/g après 4 semaines d'irradiation par 10^{11} n/cm^{2}s).

Des sources de quelques curies à quelques kilocuries de ^{60}Co et ^{192}Ir se trouvent dans le commerce. Le radioélément est enchâssé dans un tube protecteur en aluminium avec une fenêtre sertie du même métal. Ce tube est protégé par une « bombe » en plomb dans laquelle la fenêtre de sortie des rayons γ n'est démasquée, à distance, qu'au moment de l'emploi. Les gammagraphies nécessitent en général plusieurs heures de pose. Le cobalt 60 est employé couramment de 5 à 12 cm d'acier, l'iridium 192 de 0,5 à 4 cm.

XIV-3.2. **Action des rayons gamma sur les êtres vivants.**

L'action des rayons gamma sur les êtres vivants a reçu plusieurs applications.

XIV-3.2.1. ***Stérilisation des produits alimentaires à mettre en conserve.*** — La stérilisation traditionnelle par élévation de température vers 100°C nécessite une énergie d'environ 16 joules/gramme tandis que l'emploi des rayons gamma permet de tuer les bactéries les plus dangereuses avec des doses ne produisant qu'une élévation de température de 2°. Malheureusement, une même énergie coûte beaucoup plus cher sous forme de radiations gamma que sous forme calorifique. D'autre part, la stérilisation par élévation de température cause des changements du goût des produits, des pertes de vitamines. Il en est de même dans la stérilisation par les rayons γ ou par les électrons, mais les altérations peuvent être différentes de celles apportées par la stérilisation classique. On a découvert une propriété très importante de la stérilisation par les radiations: *si les produits à stériliser sont refroidis au-dessous de zéro* (par exemple si le lait et la viande sont congelés), *l'action bactéricide subsiste mais les changements chimiques produisant ceux de l'odeur, du goût ou de la couleur sont pratiquement supprimés.*

De nombreuses expériences sont faites aux U.S.A., déjà au stade industriel pour le lait, la viande, les conserves. On en attend une conservation plus longue des aliments en boîtes. Les doses sont de l'ordre de $20 \cdot 10^6$ rads pour éliminer les bactéries, mais doivent être dix fois plus élevées pour détruire les enzymes (p. ex.: phosphatase, peroxydase) qui finissent par altérer chimiquement les produits.

Pour de tels essais des sources très intenses de radiations sont nécessaires: canaux dans les réacteurs, accélérateurs de particules. Mentionnons en particulier une source au ^{60}Co de 10 000 curies à l'Université de Michigan (1). D'autres au ^{60}Co et ^{182}Ta de l'ordre de 2 000 curies, sont employées au National Laboratory de Brookhaven. Elles ont la forme de cylindres creux dans l'intérieur desquels les produits à irradier sont soumis à des flux de 300 000 r/h à 600 000 r/h (2). Pour la stérilisation, sur une échelle industrielle des sources de l'ordre de la mégacurie sont nécessaires. Le ^{137}Cs sera plus avantageux que ^{60}Co parce que sa période est plus longue. Un irradiateur de 100 à 200 kilocuries est envisagé pour Grenoble.

(1) Une source de 21 000 curies au ^{60}Co est décrite Comm. 20 de la Conf. Int. sur les radioisotopes, Paris, 1957, par A. K. Bregger, V. A. Belynsky, V. L. Karpov, S. D. Prokudin et V. B. Osipov.

(2) B. Manowitz, *Nucleonics*, 9, n° 2, 1951, p. 10.

XIV-3.2.2. ***Conservation des céréales et des légumes.*** — D'une part les radiations γ du radiocobalt agissent sur les insectes parasites dont elles freinent la reproduction pour des doses de 16 000 à 32 000 roentgens ou qu'elles tuent avec des doses de 64 000 r (1). Ceci évite par exemple que le blé soit attaqué par des charançons. D'autre part la tendance à germer des pommes de terre et des oignons a été combattue avec succès. Des doses de 5 000 r ont empêché pendant cinq mois des oignons de germer (2). Avec des doses de 20 000 r des pommes de terre étaient encore comestibles et sans germes après dix-huit mois (3).

XIV-3.2.3. ***Stérilisation des produits pharmaceutiques.*** — Beaucoup de produits pharmaceutiques ne peuvent être stérilisés par la chaleur qui les décomposerait. Tel est par exemple le cas des antibiotiques. On a alors stérilisé par des rayons ultraviolets ces produits, mis en couche mince ou en solution. La stérilisation par les rayons gamma de ces produits préalablement refroidis donne d'excellents résultats (4).

Il a même été possible de stériliser par des électrons des segments aortiques refroidis et de les greffer avec succès (5).

XIV-3.2.4. ***Action anticancéreuse.*** — Les cellules cancéreuses, qui se reproduisent rapidement, sont beaucoup plus sensibles aux radiations que les cellules normales. On utilise de plus en plus actuellement, à la place des rayons X, les rayons γ (1,2 MeV) issus d'une «bombe» au radiocobalt.

Signalons que pour une action directe *in situ* l'on emploie des aiguilles d'or irradiées par des neutrons dans un réacteur. Par:

$$^{197}\mathrm{Au}(n, \gamma)\,^{198}\mathrm{Au}$$

il s'est formé de l'or radioactif, de période 2,7 jours, émettant des rayons γ de 411 000 volts. Ces aiguilles enrobées de nylon sont d'un emploi très commode (6).

XIV-3.3. Actions chimiques et physiques.

Pour donner des effets industriellement intéressants, ces actions exigent des sources de l'ordre de la mégacurie. De telles sources mobiles peuvent être réalisées au moyen de produits de fission. De telles sources fixes seront

(1) C. C. Hasselt et D. W. Jenkens, *Hdbk of Rad. Appl.* p. 113.
(2) S. L. Dallyn, R. L. Sawyer et A. H. Sparrow, *Hdbk of Rad. Appl.* p. 120.
(3) A. H. Sparrow et E. Christensen, *Nucleonics*, 12, 1954, n° 8, p. 16.
(4) J P. O'Meara, p. 67, *Handbook of Radioisotope Applications*, édité par Nucleonics.
(5) I. A. Meeker Jr, et R. E. Gross, *Science*, 114, 1951, p. 283.
(6) U. K. Henschke, A. G. James et W. G. Myers, *Handbook of Radioisotope Applications* p. 24. Nucleonics, éditeur (New-York, 1956).

réalisées en agençant spécialement des réacteurs: un réacteur de 300 MW thermiques donnerait environ 3 MW sous forme de rayonnement gamma.

XIV-3.3.1. ***Action des rayons gamma sur les macromolécules.*** — Sur les hauts polymères les rayons γ ont deux effets opposés: soit une dépolymérisation (ou *dégradation*), soit une polymérisation ou une *réticulation* (cross-linking) par établissement de liaisons intermoléculaires. Ces deux effets coexistent toujours, mais l'un ou l'autre est prépondérant suivant la nature des molécules (v. page 482).

Les photons γ provoquent des ruptures de liaisons C-H, C-C ou C = C. Ce sont surtout les ruptures de valence C-H qui interviennent dans la réticulation car elles se reconstituent sous forme de liaisons latérales C-C faisant pont entre deux molécules différentes. Industriellement, la réticulation est plus intéressante que la dégradation parce qu'elle apporte les avantages suivants: point de fusion plus élevé, dureté et résistance à la rupture plus élevées, gonflement plus faible dans l'eau ou les liquides organiques. De plus, un phénomène nouveau a été découvert: tandis que les hauts polymères non irradiés sont entièrement solubles dans certains liquides organiques, au-delà d'une certaine irradiation (gel point) certaines molécules réticulées en réseau à trois dimensions sont insolubles tandis que les autres le sont encore. La proportion de gel insoluble croît avec l'irradiation et tend vers 100% (tandis que la proportion de polymère resté soluble diminue et tend vers zéro). Il faut des doses de l'ordre de 10^6 roentgen pour obtenir un effet pratiquement intéressant ([1]).

Parmi les produits subissant la réticulation, citons le polystyrol dont la masse moléculaire peut passer de 20 000 à 300 000, le polyéthylène qui, après irradiation, dépasse 200°C sans fondre (fusion normale à 116°C) durcit et n'est soluble que partiellement, le caoutchouc que les rayons γ vulcanisent à froid, les huiles de graissage qui donnent un gel. Les neutrons produisent des effets analogues à ceux des rayons gamma, par exemple une dose de 300 mégarads empêche la fusion du polyéthylène, maintient à chaud une rigidité diélectrique de 4 Mégavolts/cm, rend insoluble plus de la moitié de cette substance. Des irradiations de 10^{15} à 10^{18} n/cm^2 produisent les réticulations désirées et en particulier la vulcanisation.

La rupture des valences du type C-C ou — C X Y Z, où X, Y, Z sont des éléments ou des radicaux mais non de l'hydrogène, ne produit pas de réticulation mais une dégradation avec abaissement du point de fusion, de la viscosité, augmentation de la solubilité. De plus, il y a souvent dégagement de bulles gazeuses (par exemple de composés halogénés) qui

(1) G. ODIAN, *Nucleonics*, 18, 1960, n° 11, p. 185.

transforment le plastique irradié en une mousse de volume beaucoup plus grand. Tel est le cas du polyisobutylène, du polyméthacrylate de méthyle (plexiglas), du polytétrafluoro-éthylène, etc.

Lorsque deux polymères différents sont en présence, l'action des rayons γ peut provoquer des greffes en chaîne latérale (page 482), ce qui permet, entre autres, de donner à la surface des plastiques des propriétés différentes de celles de leur intérieur.

Des recherches étendues ont été effectuées sur la vulcanisation du caoutchouc au moyen des rayons γ, de très bons résultats sont à attendre de l'irradiation du latex avec sensibilisateur(1).

On appelle rendement radiochimique, G, le nombre de molécules transformées par l'absorption d'une énergie γ égale à 100 eV. Ce rendement G peut atteindre plusieurs milliers. Il doit être de l'ordre d'au moins 50 pour qu'il soit rentable de produire une réaction par le rayonnement γ.

Les doses nécessaires pour produire les principales réactions sous rayonnement γ sont les suivantes :

chloruration du benzène	0,1	mégarad
polymérisation	0,2 à 5	,,
réticulation, greffe	1 à 10	,,
vulcanisation	10 à 50	,,

On trouvera des exemples et une bibliographie dans un article de Puig(2).

Les changements de structure sont souvent accompagnés de changements de coloration. Le chlorure de polyvinyle brunit s'il est bombardé par des électrons ou irradié par des rayons γ. Ce brunissement permet de mesurer des doses de 0,5 à 6 mégarads (3), la densité optique étant sensiblement fonction linéaire de la dose.

XIV-3.3.2. ***Action des neutrons sur les métaux.*** — Les particules ionisantes ont peu d'effet sur les métaux (4), mais il n'en est pas de même des neutrons rapides. Leur action est complexe. D'une part, dès que leur énergie dépasse 25 eV, ils chassent des atomes de leur position normale dans le réseau cristallin, ce qui crée des lacunes. C'est l'effet Wigner. Les lacunes du réseau facilitent la diffusion et augmentent la réactivité chimique du métal. Si l'on chauffe le métal, les atomes déplacés peuvent regagner leur position normale avec disparition des lacunes et libération d'énergie sous

(1) F. BALESTIC, A. LAMM et J. R. PUIG, Bull. Inf. Sci. Techn., C.E.A., n° 51, mai 1961, p. 80.

(2) J. R. PUIG, Bull. Inf. Sci. Techn. C.E.A., n° 27, mars 1959, p. 66.

(3) C. ARTAUDI et A. A. STONEHILL, *Electronics*, 16, 1958, n° 5, p. 118.

(4) Toutefois, BARNES et HANCOCK du groupe de Cottrell viennent de montrer à Harwell, que les rayons α provoquent dans le cuivre des recristallisations aux limites des grains cristallins et la formation de bulles d'hélium d'environ 100 Å auprès desquelles se concentrent les lacunes.

forme de chaleur. C'est ce phénomène que l'on produit pour «recuire» le graphite de certaines piles et effacer les transformations dues aux neutrons. Ce dégagement de chaleur autoentretenu est la cause de l'accident du réacteur de Windscale en Grande-Bretagne.

D'autre part, un neutron rapide peut projeter dans le réseau un atome de métal avec une énergie suffisante pour que cet atome porte à une température de l'ordre de 1000°C quelques milliers d'atomes qui se répartissent au hasard comme dans un liquide vitrifié.

L'action des neutrons est en général nuisible puisqu'elle provoque le gonflement de l'uranium et la fragilité des gaines. Cependant des irradiations de 10^{18} à 10^{20} n/cm^2 sont utilisables pour obtenir une augmentation de la dureté, de la limite élastique et de la résistance à la rupture chez les aciers au carbone. Des irradiations de l'ordre de 10^{21} n/cm^2 produisent les mêmes effets chez les alliages d'aluminium, la résistance à la rupture de certains d'entre eux peut être doublée.

L'effet des radiations sur les propriétés catalytiques des métaux commence à être étudié. Dans certains cas, l'activité catalytique est augmentée (Pt irradié aux rayons X, Ni bombardé par A^+).

L'action des neutrons sur les oxydes métalliques et sur les semiconducteurs est surtout marquée par les changements des propriétés électriques. Le germanium-*n* diminue de conductibilité. Après bombardement une diode 1N58 au germanium présente un courant en sens direct plus faible, en sens inverse plus élevé. Des irradiations de l'ordre de 10^{17} n/cm^2 produisent sur les diodes un effet très sensible, et de l'ordre de 10^{14} n/cm^2 produisent déjà une chute d'amplification des transistors au germanium.

XIV-3.3.3. ***Application des neutrons à la prospection pétrolière.*** — Les phénomènes utilisés dans la recherche du pétrole au moyen des neutrons sont les suivants. Une source de neutrons rapides (plusieurs MeV) (polonium bombardant du beryllium avec ses rayons alpha) envoie des neutrons sur les parois du trou de sondage. Les neutrons ne sont *très efficacement ralentis que s'il y a des substances hydrogénées* (eau, pétrole, ...) (v. page 233 et p. 486, 489).

Lorsque les neutrons sont suffisamment ralentis, comme les sections efficaces d'absorption sont élevéas aux faibles vitesses (v. page 235), ils sont capturés soit par un noyau d'hydrogène, soit par un noyau d'une autre substance, en donnant des réactions (n, γ). Il suffira d'une chambre d'ionisation ou d'un compteur pour déceler les rayons gamma émis et reconnaître ainsi qu'il y a eu ralentissement des neutrons par une substance hydrogénée.

Si l'on écarte suffisamment le compteur de la source, en présence de substances hydrogénées, les γ de capture sont émis près de la source et n'atteignent pas le compteur. La présence du pétrole se traduit par une diminution des γ reçus (1).

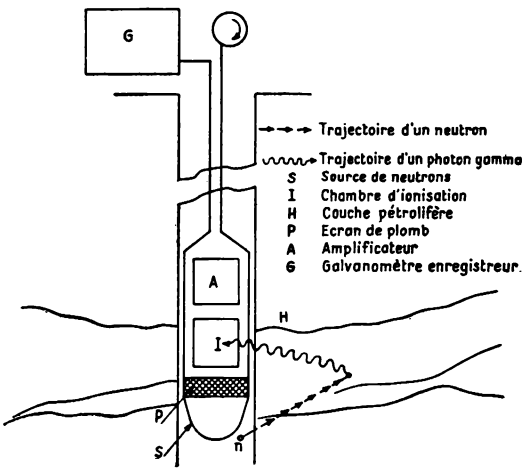


Fig. III-184

Une liaison mécanique entre le câble portant la source de neutrons, la chambre à ionisation, l'amplificateur et un galvanomètre enregistreur permet d'inscrire l'intensité des rayons gamma en fonction de la profondeur.

Dans une modification de cette méthode, on enregistre, à un instant connu après l'arrêt du bombardement neutronique, les bêtas et gammas émis par les radioéléments créés dans les roches par ce bombardement. La décroissance de cette radioactivité avec le temps renseigne sur la nature de ces roches.

XIV-4. Applications du rayonnement bêta des radioisotopes.

XIV-4.1. Ionisation des gaz.

Les rayons β émis par les radioéléments artificiels, les rayons α et β des noyaux naturels radioactifs ionisent les gaz. Cette ionisation obtenue avec du radium ou un radioisotope artificiel a reçu plusieurs applications:

1° abaissement de la tension d'amorçage des tubes d'éclairage fluorescent en plaçant dans leur intérieur un radioélément;

(1) Brochure *Radioactivity logging*, éditée par Schlumberger.

2° élimination des charges statiques dangereuses ou nuisibles.

Dans les usines textiles, les fils se chargent par frottement sur des peignes et il en résulte des forces qui nuisent au bon tissage. Il fallait autrefois rendre l'atmosphère humide pour écouler ces charges, aujourd'hui on enduit les peignes de substances radioactives qui ionisent l'air.

Dans les fabriques de papier et dans les imprimeries, le passage du papier sur des rouleaux crée des différences de potentiel élevées, il peut même y avoir rupture du papier. Dans les papeteries et les fabriques de disques de phonographe, on a employé avec succès du thallium-204 émetteur β^-.

Les camions citernes transportant des carburants sont en général munis d'une chaîne traînant par terre pour évacuer les charges électriques dues au frottement des pneus. On peut supprimer la chaîne en prenant des garde-boue en caoutchouc radioactivé munis d'appendices pointus.

3° ionisation de l'air au voisinage de la pointe radioactive d'un paratonnerre. La zone de protection se trouve élargie.

4° détecteur d'incendie où les ions produits chargent les particules de fumée de l'ordre du micron qui sont entraînées à un dispositif mesureur de charge.

XIV-4.2. **Production de rayons X.**

Une source très transportable de rayons X peut être réalisée en bombardant une cible de métal par les électrons β d'un radioélément. Par exemple, une source de ^{90}Sr–^{90}Y bombardant du baryum donne des rayons X de 32 000 volts, bombardant du plomb des rayons de 74 000 volts (1). Avec une source de 1 curie à 30 cm, le temps de pose est de 4 minutes ce qui permet de radiographier aisément de petits objets.

XIV-4.3. **Source de tension élevée.**

Un atome radioactif initialement neutre devient un ion positif lorsqu'il émet un électron β. Un échantillon émetteur β va donc se charger positivement. En 1913, Moseley plaça dans le vide, sur une tige de quartz servant d'isolateur, un échantillon radioactif A au centre d'une sphère conductrice B. Il observa une différence de potentiel de 150 000 volts avec un débit de 10^{-11} ampère. Les qualités des nouveaux isolants organiques ont permis à Coleman (2)(3) de construire de telles sources robustes et économiques sous un volume faible en remplaçant le vide par du polystyrol.

(1) L. Reiffel, p. 19, *Hdbk of Rad. Appl.* (édit. Nucleonics, New-York, 1956).
(2) J. H. Coleman et D. Bohm, *Journ. of Appl. Phys.*, 24, 1953, p. 497.
(3) J. H. Coleman, p. 14, *Hdbk of Rad. Appl.*.

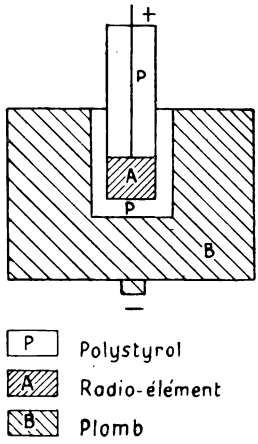


Fig. III-185

Une telle « pile » d'un volume de 6,3 cm^3 contenant 10 millicuries de $^{90}Sr - ^{90}Y$ d'une période radioactive de 25 ans donnait 7 000 volts au bout de deux semaines, le courant initial étant de $4 \cdot 10^{-11}$ ampères.

XIV-4.4. **Source directe d'énergie électrique.**

La transformation d'énergie nucléaire en énergie électrique se fait à grande échelle dans les réacteurs de puissance utilisant la fission de l'uranium. C'est une transformation indirecte puisque l'énergie thermique est jusqu'ici un intermédiaire nécessaire. Ceci entraîne, conformément au principe de Carnot, un rendement atteignant rarement 25%. Il est tentant de chercher à obtenir directement de l'énergie électrique à partir d'une réaction nucléaire. La source radioactive de haute tension (p. 663) n'est utilisable que pour certaines applications restreintes telles qu'une chambre d'ionisation ou une polarisation sans débit appréciable, aussi a-t-on cherché dans une autre voie.

Rappaport (1)(2) a montré qu'un électron β crée dans une jonction p-n au silicium ou germanium un grand nombre de paires électron-trou. La jonction se polarise et débite un courant si l'on réunit les zones p et n par un circuit extérieur. En augmentant l'irradiation, la puissance électrique croît et avec quelques curies le rendement de conversion (énergie électrique/énergie nucléaire) atteint 1%.

Dans des essais effectués par la C.S.F. (3) une jonction au silicium de 1,5 cm^2 irradiée par une source de 15 mc de ^{90}Sr-^{90}Y a donné à 18°C une puissance maxima de $1{,}1 \cdot 10^{-8}$ W et un rendement de 0,01%. La f.e.m. était $3{,}1 \cdot 10^{-2}$ volt et le courant de court-circuit $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ A.

Nguyen Van Dong a bombardé le scintillateur CdS par une source β. Les photons agissaient alors sur une jonction au silicium.

Les batteries nucléaires peuvent bien entendu se mettre en série ou parallèle, on arrive à des puissances de l'ordre du milliwatt.

XIV-4.5. **Source indirecte d'énergie électrique.**

Il est plus commode actuellement d'associer un radioisotope et des couples thermoélectriques qui donnent du courant électrique grâce à la chaleur

(1) P. RAPPAPORT, *Phys. Review*, 93, 1954, p. 246
(2) P. RAPPAPORT, J. J. LOFERSKI et E. G. LINDER, R.C.A. *Review*, 17, 1956, p. 10.
(3) NGUYEN VAN DONG, *Onde Electrique*, 37, 1958, p. 654.

dégagée que de chercher à utiliser directement sous forme électrique l'énergie émise.

Des générateurs SNAP (*S*ystem for *N*uclear *A*uxiliary *P*ower) de plusieurs types ont été construits aux Etats-Unis en vue de leur utilisation à bord de fusées ou de satellites artificiels. (Snap 3 contenait $^{210}_{84}$Po dont la période est 138 jours, il donnait 3,5 watts à la mise en service).

Snap I-A est beaucoup plus puissant puisqu'il donne 125 W sous une tension de 28 volts grâce à 277 thermocouples. Le radioisotope utilisé est $^{144}_{58}$Ce(1). Le poids total de Snap I-A est de 80 kg, il a la forme d'un oeuf dont le grand axe est long de 85 cm. La puissance reste constante pendant environ un an grâce au maintien automatique de la constance de la température interne (soudures chaudes). Une double paroi contient du mercure qui sert de protection pendant la mise au point et qui est ensuite retiré au lancement.

Un autre générateur plus petit a été étudié qui utilise ^{90}Sr(2) (période 28 ans) donnant 5 watts sous 4 volts.

XIV-5. Emploi de radioéléments à des mesures géométriques mécaniques.

XIV-5.1. Mesures d'épaisseur.

La mesure peut se faire par transmission (fig. III-186-a) ou par rétro-diffusion (fig. III-186-b).

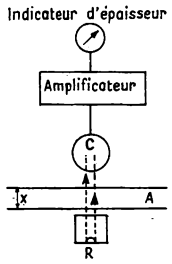


Fig. III-186-*a*

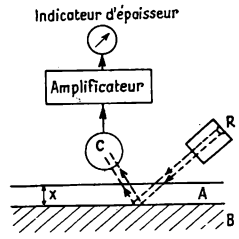


Fig. III-186-*b*

A substance dont on veut connaître l'épaisseur x (évaluée en g/cm^2)
B substance réflectrice, C chambre d'ionisation, R radioélément.

(1) $^{144}_{58}\text{Ce} \rightarrow {}^{0}_{-1}\text{e} + {}^{144}_{59}\text{Pr}$ avec 280 jours. $^{144}_{58}$Ce constitue 6% des produits de fission
$^{144}_{59}\text{Pr} \rightarrow {}^{0}_{-1}\text{e} + {}^{144}_{60}\text{Nd}$ avec 17,4 minutes
Nd est à peine radioactif ($5 \cdot 10^{15}$ ans).

(2) $^{90}_{38}\text{Sr} \rightarrow {}^{0}_{-1}\text{e} + {}^{90}_{39}\text{Y}$ avec 28 ans, $^{90}_{38}$Sr constitue 5,77% des produits de fission
$^{90}_{39}\text{Y} \rightarrow {}^{0}_{-1}\text{e} + {}^{90}_{40}\text{Zr}$ avec 64,3 heures.
Données extraites de *Nucleonics*, 18, 1960, n° 11 novembre, p. 205.

a) *jauges à rayonnement* β.

Ce dispositif comprend:

1° un radioélément émetteur de rayons β, par exemple ^{90}Sr-^{90}Y dont un filtre en acier inoxydable ne laisse passer que les β de 2,2 MeV de ^{90}Y,

2° une chambre à ionisation C suivie d'une lampe électromètre,

3° un amplificateur à liaison directe et un microampèremètre fonctionnant comme un indicateur d'épaisseur.

Ce dernier donne pour la transmission une indication:

$$\Delta I = I_0(e^{-\mu x} - e^{-\mu x_0}),$$

x_0 étant l'épaisseur correspondant au zéro de l'indicateur et μ un coefficient d'absorption dépendant de la nature du matériau.

Si la mesure a lieu par rétrodiffusion, l'indication est de la forme:

$$\Delta I = (I_A - I_B)\,(1 - e^{-\mu' x}).$$

S'il y a saturation, grâce à une épaisseur suffisante du support B:

$$I_A/I_B = (Z_A/Z_B)^n;$$

n est un exposant empirique de 0,7 à 0,8 et μ' est à déterminer empiriquement ($\mu' \neq 3\mu$).

L'épaisseur donnant la saturation est environ 0,116 $E^{0,67}$ g/cm², E désigne, en MeV, l'énergie des particules β les plus pénétrantes. Les épaisseurs mesurées vont de 1 mg/cm² à 1200 mg/cm² suivant la pénétration des β, c'est-à-dire suivant la source. L'erreur $\Delta x/x$ est de 1% pour des matières plastiques de 4 mg/cm² irradiées par les rayons β de 0,22 MeV de ^{147}Pm.

De tels dispositifs sont employés pour connaître et en général contrôler automatiquement par un servomécanisme l'épaisseur de matériaux minces en déroulement continu: papier, feuilles de plastiques, métaux laminés, etc.

La rétrodiffusion permet de mesurer l'épaisseur de dépôts métalliques de peintures, vernis, etc.

b) *jauges à rayonnement* γ.

Ces jauges sont employées à la mesure de fortes épaisseurs, atteignant par exemple plusieurs dizaines de centimètres d'acier. Les sources de rayons γ les plus employées sont ^{137}Cr et ^{60}Co. Le détecteur de rayonnement est un compteur à scintillation suivi d'un photomultiplicateur. L'erreur atteint 4% pour des tôles de 1 cm.

Des jauges γ à rétrodiffusion servent à mesurer l'épaisseur de tuyaux d'acier.

c) *jauges à rayons α.*

Ces jauges servent à la mesure d'épaisseurs inférieures à 5 mg/cm² (papier, plastiques). La source est du radium, le détecteur est un compteur de Geiger ou à scintillation.

d) *jauges à fluorescence X.*

Lorsqu'un rayonnement β ou γ tombe sur un matériau, il y provoque par fluorescence l'émission d'un spectre X caractéristique des constituants du matériau. Ces jauges permettent de mesurer de très faibles épaisseurs allant de 0,1 μ à 100 μ.

La fluorescence β-X permet aussi le dosage rapide des constituants d'un alliage, on a pu doser Fe et Ca d'un minerai.

XIV-5.2. **Repérage de position d'objets invisibles.**

XIV-5.2.1. ***Mesures de niveaux de liquides.*** — La mesure du niveau d'un liquide enfermé dans un récipient clos et opaque est aisée au moyen des éléments radioactifs. Plusieurs méthodes ont été appliquées:

1° Une source de radiations γ et un détecteur, par exemple un compteur G.M., sont placés l'un en face de l'autre. L'absorption des rayons γ est plus intense au-dessous du niveau du liquide [1][2][3].

2° Une source de radiations γ et un détecteur sont placés l'un près de l'autre. En les déplaçant solidairement l'augmentation d'intensité des γ lorsque la rétrodiffusion du liquide intervient en donne le niveau [4].

3° Un flotteur porte la préparation radioactive, le compteur G.M. est au sommet du récipient, la courbe d'étalonnage (coups/minute, hauteur de liquide) donne la hauteur du niveau.

4° Si le liquide contient les éléments de masse atomique faible (cas de l'eau, des pétroles, des liquides organiques) une méthode intéressante est la suivante [5][6]:

Une source de neutrons rapides envoie ceux-ci dans le récipient. S'ils rencontrent le liquide, ils sont ralentis à l'état thermique et vont impressionner un compteur sensible seulement aux neutrons lents. La source est, par exemple, constituée par 0,4 curie de polonium dont les particules α chassent des neutrons rapides d'une lame de beryllium.

(1) R. MEAKIN, *J. Sci. Instr.*, 28, 1951, p. 372.
(2) J. E. JACOBS, R. F. WILSON, *Electronics*, 24, 1951, n° 10, p. 172.
(3) J. LOEB, *Electronique industrielle*, n° 39, 1960 et n° 40, 1961.
(4) J. H. KUNKEL, *Petroleum Eng.*, 16, 1945, n° 12, p. 155.
(5) D. G. C. HARE, U. S. Patent, 2.378.219 (12 juin 1945).
(6) S. BARNARTT et K. H. SUN, p. 37, *Hdbk for Rad. Appl.* (éditeur Nucleonics), New-York, 1956.

Le compteur à neutrons lents peut être un compteur G.M. à BF_3 ou un compteur à scintillations dont le scintillateur est du ZnS activé à l'argent incorporé dans un polyester au borate de glycérol. La précision atteint 2 mm, la source de neutrons pouvant être aussi bien intérieure qu'extérieure au récipient. La source doit être située à environ 15 cm au-dessous du compteur.

XIV-5.2.2. ***Repérage de position d'objets marqués.*** — Pendant la seconde guerre mondiale, pour pouvoir retrouver leurs mines en verre ou en bakélite qui ne pouvaient être décelées par les détecteurs électromagnétiques habituels, les Allemands introduisaient dans certaines d'entre elles du sable radioactif (Tarnsand). Un compteur G.M. permettait alors de les retrouver. Pour éviter que des charges de dynamite qui n'auraient pas détoné constituent, si on les oubliait, un danger ultérieur, on marque chaque cartouche par 8 microcuries d'antimoine ^{124}Sb. Cet élément, de période 60 jours, émet des gammas de 1,7 et 0,6 MeV.

Dans l'industrie pétrolière, les racloirs qui circulent dans les pipe-lines pour les nettoyer sont marqués par 200 millicuries de cobalt 60 qui permet de les repérer. Lorsque des liquides différents doivent emprunter successivement la même canalisation, on marque l'un d'eux. Son arrivée, parfois à plusieurs centaines de kilomètres, est alors annoncée par un compteur G.M.

D'une manière analogue, on décèle les fuites des câbles électriques coaxiaux en y envoyant un gaz chargé d'émanation.

XIV-5.3. **Mesures de volumes liquides.**

Le volume du contenu liquide d'un réservoir peut être facilement déterminé en mélangeant au liquide une quantité connue d'un élément radioactif et mesurant l'activité d'un échantillon que l'on prélève. Cette méthode reste valable si la surface est mal définie (bulles, écume, tourbillons). C'est ainsi qu'en ajoutant ^{134}Cs à de l'acide sulfurique bouillant, on peut déterminer son volume.

Avec du radiosodium ^{24}Na on a pu ainsi mesurer le volume du sang en circulation *in vivo*.

La même méthode permet de contrôler l'homogénéité du mélange de deux liquides dont l'un est marqué.

XIV-5.4. **Mesures de débits liquides.**

Deux méthodes peuvent être employées. Dans la plus directe, on mesure l'intervalle de temps τ qui sépare le passage d'une petite quantité de traceur

sous deux compteurs de Geiger C_1 et C_2, écartés d'une distance D le long du tuyau. La vitesse du liquide est D/τ et le débit SD/τ si la section du tuyau est S. La grandeur enregistrée est le taux de comptage dn/dt (nombre d'impulsions par seconde).

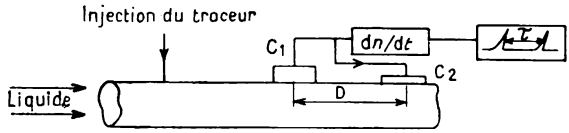


Fig. III-187

La seconde méthode, qui a l'avantage de n'employer qu'un seul compteur, repose sur le fait que le nombre total de coups produits par le passage d'une quantité donnée de traceur entraîné en face d'un compteur est inversement proportionnel à la vitesse du liquide (1).

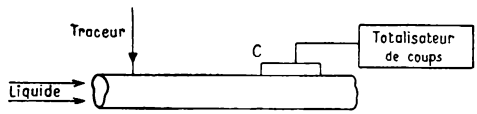


Fig. III-188

XIV-5.5. **Mesures de concentration.**

Si l'épaisseur de solution est suffisante pour donner la saturation de la rétrodiffusion, la variation ΔI de l'indication en fonction du titre C (C: masse du corps dissous/masse de solution) est de la forme:

$$\Delta I = I_0 K (Z - Z_0)^j C^k$$

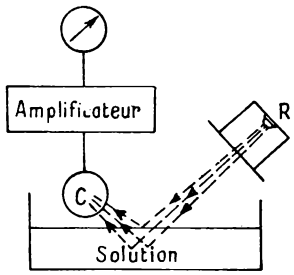


Fig. III-189

où Z_0 est le numéro atomique moyen du solvant,

Z le numéro atomique moyen du corps dissous,

j un exposant empirique voisin de 0,95,

k un exposant empirique voisin de 0,9.

Ce procédé convient spécialement bien si le solvant a un Z_0 faible (eau $Z_0 \# 7$) et le corps dissous un Z élevé.

(1) Ceci résulte de ce que le nombre de coups produits par n noyaux de constante radioactive λ défilant devant le compteur est proportionnel à $\lambda\tau$, τ étant la durée du séjour des noyaux dans la région de l'espace que « surveille » le compteur. τ est inversement proportionnel à la vitesse du liquide.

Les sources employées étant de l'ordre de 20 millicuries, on obtenait (1) $I_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ ampère et une précision de 2,3% sur la concentration d'une solution à 1% de sel de plomb dans l'eau.

Cette méthode convient aussi aux mélanges hétérogènes, par exemple aux mélanges d'air et de latex destinés à la fabrication du caoutchouc mousse.

XIV-5.6. **Mesures d'usure.**

En irradiant par des neutrons des outils de tour ou des fraises, ce qui crée plusieurs isotopes radioactifs, puis en examinant avec un compteur G. M. le lubrifiant qui les arrose et la limaille (ou par autoradiographie les objets tournés), on a pu étudier l'usure en fonction de l'angle et de la vitesse de coupe (2). La radioactivité transférée à l'huile a été aussi utilisée par la Shell pour étudier l'usure des divers organes marqués d'un moteur d'automobile, par exemple les segments de piston. Les mesures peuvent être effectuées à bord d'une automobile en marche. On peut marquer chaque pièce par un traceur différent. On augmente la sensibilité de la méthode en brûlant l'huile pour concentrer la radioactivité dans les cendres. L'usure des pneus a été étudiée en leur incorporant un radioindicateur que l'on retrouve ensuite sur la route.

On a étudié (3) la lubrification avec des huiles de graissage marquées au ^{32}P, au ^{35}S ou au ^{14}C.

XIV-6. **Applications mettant en jeu les propriétés chimiques des radioéléments.**

La radioactivité des atomes de radioisotopes permet de les suivre à la trace dans toutes les réactions chimiques qu'ils peuvent subir. Le plus souvent cette poursuite s'effectue au moyen des compteurs de Geiger-Müller et des compteurs à scintillation.

La sensibilité obtenue est considérable: on compte encore très facilement 10 coups/minute (4) ce qui permet d'employer les radioisotopes jusqu'à des concentrations de l'ordre de 10^{-8}. On décèle $2 \cdot 10^{-11}$ g de ^{14}C et même $4 \cdot 10^{-16}$ g de ^{32}P. Si l'on dispose d'un produit gazeux suffisamment actif, on peut employer une chambre à ionisation.

(1) L. R. ZUMWALT, p. 47, *Hdbk of Radioisotope Applications*, édit. Nucleonics, New-York, 1956.
(2) B. COLDING et L. G. ERWALL., p. 30, *Hdbk for Rad. Appl.*.
(3) G. COURTOIS, *Bulletin d'Inf. Sci et Techn.* C.E.A. n° 51, mai 1961, p. 71.
(4) Actuellement la limite extrême de sensibilité est la détection d'une particule par heure.

Des autoradiographies où une préparation est mise suffisamment longtemps en contact avec une plaque photographique donnent directement l'image de la répartition spatiale qualitative des atomes marqués dans la préparation ([1]).

XIV-6.1. **Molécules marquées.**

Pour certaines applications chimiques et pour les applications biologiques et médicales, on a préparé un grand nombre de *molécules marquées.* On appelle ainsi une molécule dont un ou plusieurs atomes, de place connue dans la molécule, sont des atomes de radioéléments. Par exemple du gaz carbonique est marqué au carbone 14 si au lieu d'être $^{12}CO_2$ il est devenu $^{14}CO_2$.

a) *molécules marquées au carbone* 14.

A cause du rôle considérable des corps organiques, on a préparé de très nombreuses molécules marquées au ^{14}C. La matière première en est $^{14}CO_3Ba$ dont on fait dégager $^{14}CO_2$ ou que l'on transforme en cyanure marqué ([2]).

On a préparé, entre autres, du benzène, de la benzoquinone, de l'acide glutamique (avec l'acétylène marqué comme intermédiaire); de l'acétate de sodium, du cholestérol (à partir du méthanol marqué), etc., etc.

b) *molécules marquées au soufre* 35.

Telles sont la méthionine, la cystine, la thiourée, etc.

c) *molécules tritiées.*

On part soit de tritium gazeux, soit d'eau tritiée. On a ainsi préparé du benzène tritié, du cholestérol tritié, etc.

d) *molécules marquées à l'azote* 15.

On a préparé également des molécules marquées par ^{15}N (glycine, acide glutamique).

Toutes les molécules marquées ont leur pureté contrôlée par analyse avant d'être utilisées.

XIV-6.2. **Emploi en chimie.**

Les propriétés chimiques d'un élément radioactif sont les mêmes que celles de son isotope stable. Les méthodes de radiochimie introduites par Pierre et Marie Curie pour les radioéléments naturels sont applicables aux radioisotopes artificiels: entraînement dans un précipité après addition d'un entraîneur non radioactif de concentration suffisante, concentration et cristallisation fractionnées contrôlées par la radioactivité.

(1) R. H. HERZ, *Nucleonics*, 9, 1951, n° 3, p. 24.

(2) M. HERBERT et L. PICHAT, *Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques* du C.E.A., n° 51, mai 1961, p. 41.

Trois procédés originaux d'analyse ont été en outre mis en oeuvre avec succès: l'analyse par activation, l'analyse par fluorescence X, et la radiochromatographie.

XIV-6.2.1. ***Analyse par activation.*** — La préparation à analyser est soumise à un bombardement neutronique dans un réacteur (flux de 10^{11} à 10^{14} n/cm^2·s.). Parfois on utilise une source radium+béryllium (une source de 0,5 g de Ra et 3 g de Be donne $5{,}5 \cdot 10^6$ n/s).

Ce bombardement produit des réactions (n, γ), les radioéléments formés sont émetteurs β ou γ, ou β et γ simultanément.

S'ils sont émetteurs β, on les détecte avec un compteur de Geiger-Müller à paroi mince de mica. Le radioélément est alors identifié par sa période et par l'absorption de son rayonnement β par des filtres en aluminium.

Si le radioélément formé est émetteur γ, on détecte ce rayonnement avec un compteur à scintillation (NaI activé au Tl). De plus en plus, on emploie des spectrographes γ, multicanaux ou non, qui donnent le nombre des photons γ émis en fonction de leur énergie. La position des pics indique la nature des radioéléments formés, leurs hauteurs indiquent leurs concentrations. Si le nombre des pics γ est trop élevé (trop d'impuretés différentes), on procèdera à une séparation chimique de chaque élément intéressant en utilisant la méthode des entraîneurs.

L'analyse par activation est très sensible.

On peut déceler 10^{-6} g pour Fe, Si, S; 10^{-9} g pour Ni, Zn, 10^{-12} g pour Eu et Dy. Elle est devenue courante pour les analyses métallurgiques.

Cette méthode a été par exemple employée pour étudier la répartition du bore dans l'organisme ([1]). En bombardant les préparations par des neutrons on provoque la réaction ^{10}B (n, α) ^{7}Li. Une autoradiographie décèle le bore grâce aux traces des rayons alpha.

En technologie nucléaire, on emploie l'analyse par activation pour doser le hafnium dans le zirconium, les terres rares dans le graphite, l'uranium 235 dans l'oxyde d'uranium enrichi.

Dans un intéressant article de May ([2]), un tableau indique pour de nombreux éléments la sensibilité de cette méthode.

XIV-6.2.2. ***Analyse par fluorescence X.*** — Une source radioactive donnant des rayons γ ou β excite la fluorescence de l'échantillon à analyser. Le spectre X ainsi produit est exploré par un compteur proportionnel ou à scintillations et un spectromètre à un canal ([3]).

(1) G. MAYR, H. D. BRUNER et M. BRUCE, p. 108, *Hdbk for Rad. Appl.* édit. Nucleonics, New-York, 1956.

(2) S. MAY, *Bull. d'Inform. Sci. Techn.* C.E.A., n° 27, mars 1959, p. 72.

(3) J. LAVERLOCHERE et P. MARTINELLI, *Bull. d'Inform. Sci. Techn.* C.E.A., n° 51, mai 1961, p. 53.

XIV-6.2.3. ***Radiochromatographie.*** — Pour séparer des substances à l'état de trace, on emploie couramment la chromatographie sur papier (1). La sensibilité de cette méthode peut être augmentée de trois manières:

a) par l'emploi de substances marquées avant chromatographie,

b) par irradiation aux neutrons pendant plusieurs jours de la bande de papier après chromatographie. Dans ces deux méthodes de radiochromatographie la bande de papier passe sous un compteur G. M. qui compte les rayons β. Il est ainsi possible de mesurer à quelques % près des masses de l'ordre de 0,2 microgrammes. La radiochromatographie a été employée avec succès par M. Calvin, pour étudier la photosynthèse chez les végétaux.

c) par incorporation d'un scintillateur au papier chromatographique (2).

On arrive actuellement à préparer des molécules où l'on a marqué un atome spécialement choisi. Par exemple, on trouve commercialement de l'acétate de sodium $CH_3\ CO_2\ Na$ où un carbone ^{14}C figure dans le groupe CH_3:

$$^{14}CH_3\ ^{12}CO_2\ Na,$$

et un acétate où ^{14}C marque le groupement CO_2Na:

$$^{12}CH_3\ ^{14}CO_2\ Na.$$

De même, dans une molécule organique on peut remplacer par du tritium un atome d'hydrogène bien déterminé. En faisant agir sur des molécules marquées d'autres molécules non radioactives et en isolant les produits formés, on saura de proche en proche quel est l'atome de carbone ou d'hydrogène qui est entré en réaction. On peut ainsi élucider des problèmes de structure moléculaire.

Par exemple, on sait que les plantes absorbent du gaz carbonique de l'eau et rejettent de l'oxygène. On s'est demandé si l'oxygène provenait de CO_2 ou de l'eau. En marquant un oxygène du gaz carbonique, on a constaté que l'oxygène rejeté par les plantes n'est pas marqué. Il provient donc de l'eau.

Dans la synthèse des carbures d'hydrogène par le procédé Fischer-Tropsch, du fer constitue le catalyseur sur lequel passe un mélange d'hydrogène et d'oxyde de carbone. En incorporant ^{14}C au fer on n'a pas constaté de radioactivité notable dans les carbures d'hydrogène formés. Ceci montre qu'une théorie qui expliquait le rôle catalytique du fer en admettant que CO donnait un carbure de fer que l'hydrogène réduisait ensuite, n'est pas valable.

(1) F. P. W. Winteringham, A. Harrison et R. G. Bridges, p. 91, *Hdbk for Rad. Appl.*
(2) J. C. Roucayrol, E. Oberhausen et R. Schussler, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 11, p. 104.

La radioactivité permet aisément l'étude quantitative des réactions d'échange. Un exemple schématique est celui-ci. On met en présence dans de l'alcool de l'iodure d'éthyle CH_3I et de l'iodure de sodium NaI. S'il y a échange d'un atome d'iode fourni par l'iodure d'éthyle avec un atome d'iode fourni par une molécule d'iodure de sodium, ceci ne peut être décelé chimiquement, mais si l'iodure de sodium est marqué (Na $^{131}I^*$), en séparant chimiquement l'iodure d'éthyle de l'iodure de sodium, on verra que le premier est devenu radioactif par formation de molécules CH_3 $^{131}I^*$ et que l'activité du second a diminué par remplacement de ses molécules Na $^{131}I^*$ par Na ^{127}I.

Un autre exemple est celui de la réaction d'échange:

$$BrF_3 + HF \rightleftarrows BrF_2^+ + HF_2^-,$$

obtenue en mettant en présence BrF_3 et HF. L'existence des ions BrF_2^+ et HF_2^- ainsi que celle d'un échange d'atomes F entre BrF_3 et HF par l'intermédiaire de ces ions est démontrée en marquant HF au moyen de ^{18}F. On constate (1) qu'il se forme des molécules de BrF_3 radioactives.

Actuellement, on trouve commercialement un isotope marqué (et parfois plusieurs) de presque tous les éléments (2), plus de 200 molécules organiques marquées au ^{14}C, plus d'une vingtaine marquées au ^{35}S, etc. (3).

Les radioisotopes les plus utilisés sont les suivants:

radioélément:	$^{3}_{1}H$	^{14}C	^{32}P	^{35}S	^{55}Fe	^{59}Fe	^{60}Co	^{60}Ni	^{90}Sr	^{131}I	^{134}Cs	^{204}Ti
période:	12,3a	5568a	14,2 j	87,1 j	2,6 ans	45,1 j	5,3 a	125 a	28 a	8 j	2,1 a	3,6 a
rayonnement:	β^-	β^-	β^-	β^-	k	β^-, γ	β^-, γ	β^-	β^-	β^-, γ	β^-, γ	β^-
énergie β (MeV)	0,018 max.	0,154	1,7	0,167		0,46 0,26	0,306	0,067	0,61	0,61 à 0,25	0,66	0,765
énergie γ	—	—	—	—	—	1,1 1,3	1,17 1,33	—	—	0,26 0,36	0,56 1,36	—

Signalons pour mémoire que les éléments radioactifs naturels sont encore utilisés, le radium en médecine (rayons α contre le cancer) et pour les cadrans lumineux, le polonium (associé au beryllium), comme source légère de neutrons.

(1) M. T. ROGERS et J. J. KATZ, *Journ. Am. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 1375.

(2) Préparés en France par la Commission Interministérielle des Radioéléments, B.P. 8, Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise).

(3) Préparés par le C.E.A., Section des Molécules Marquées, B.P. 2, Gif-sur-Yvette.

XIV-6.3. **Emploi en métallurgie.**

La ségrégation, la diffusion, les inhomogénéités, les inclusions d'un alliage peuvent s'étudier avec des traceurs.

Les traceurs permettent en outre de mesurer l'autodiffusion d'un métal qui serait impossible à étudier sans eux, ils permettent d'étudier facilement la diffusion d'un métal marqué dans un autre et la ségrégation. Une autoradiographie d'un acier marqué par ^{14}C montre la répartition du carbone entre les microcristaux.

En sidérurgie, le marquage par ^{32}P ou ^{35}S permet de contrôler le cours de la déphosphoration et de la désulfuration des aciers. L'addition de chaux à l'acier en fusion donne des scories de déphosphoration qui retiennent une grande partie du phosphore. Le phosphore 32 a permis de voir que l'équilibre de répartition du phosphore entre l'acier et la chaux exigeait, suivant la température, de 10 à 15 minutes pour s'établir.

En incorporant des perles de radiocobalt aux parois réfractaires d'un haut fourneau, on peut suivre l'usure de ces parois par l'apparition de radioactivité dans la fonte.

L'addition de radon a permis d'étudier des circulations de gaz dans les hauts fourneaux. Le marquage de la fonte par ^{198}Au et du laitier par un oxyde de ^{140}La a élucidé le mécanisme de descente des charges dans les hauts fourneaux (1).

XIV-6.4. **Emploi en biologie et en médecine.**

Chez les êtres vivants et en particulier chez l'homme, les traceurs ont permis d'étudier quantitativement le métabolisme de la plupart des éléments qui antérieurement n'était pas ou très mal connu (2). Le marquage de l'eau par du tritium $^{3}_{1}H$ a permis de montrer que la moitié de l'eau du corps humain était renouvelée au bout de 9 à 14 jours. La circulation et la répartition de Na, K, Ca, P, Fe, Cu ... entre les différents organes a été étudiée quantitativement ainsi que celles de nombreux produits pharmaceutiques. Par autoradiographie de préparations et examen microscopique, on peut même connaître le détail de la répartition d'un produit marqué entre les différentes cellules.

En donnant à un malade une préparation contenant de l'iode radioactif ^{131}I, on peut dresser une véritable carte de répartition de l'iode dans la thyroïde. En suivant avec des compteurs G. M. l'absorption de ce produit puis sa concentration dans la thyroïde et enfin son élimination, on arrive à

(1) A. KOHN, Communication n° 194 de la Conf. Internationale sur l'utilisation des radioisotopes dans la Recherche Scientifique (Paris, sept. 1957), Pergamon Press, éditeur.

(2) G. SCHUBERT, *Kernphysik und Medizin*, Edit. Muster-Schmidt. Göttingen, 1947.

un diagnostic précis de l'activité de cette glande. En cas de cancer de la thyroïde, les cellules thyroïdiennes qui ont émigré en donnant des métastases sont décelées parce qu'elles accumulent du radioiode, ce qui permet de les éliminer.

L'arsenic radioactif β^+, ^{74}As, a été employé pour montrer d'une manière très sensible l'existence et la position de tumeurs du cerveau car il se concentre dans ces tissus. ^{74}As donne des positons dont l'annihilation donne deux photons γ:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

Un dispositif comprenant deux compteurs à scintillation à NaI montés en coïncidence n'est sensible qu'à ces paires de photons γ. Avec un dispositif automatique d'exploration en lignes parallèles, il permet de tracer la carte de l'intensité des émissions de positons donc de la répartition de ^{74}As dans le cerveau. Comme l'arsenic se concentre dans les tumeurs, ceci permet de les repérer (1).

En médecine, les traceurs ne servent pas seulement à établir un diagnostic, déjà quelques-uns d'entre eux ont reçu des applications thérapeutiques. L'iode 131 qui va s'accumuler dans la thyroïde est employé dans le traitement du goître exophtalmique et pour réduire l'hyperactivité de la thyroïde. Le phosphore ^{32}P a servi à combattre l'érythrémie: il se fixe sur la moelle des os, en détruit certaines cellules et freine ainsi la production surabondante des globules rouges. A Oak Ridge un hopital a été créé spécialement pour rechercher les applications thérapeutiques des radioéléments à courte période.

Les radioisotopes ont été employés avec succès en biologie végétale, en entomologie et en agriculture (2).

XIV-6.5. **Emploi en hydrologie.**

On peut suivre le parcours des eaux à travers divers terrains en employant au lieu des colorants traditionnels, tels que la fluorescéine, des anions radioactifs $^{131}I^-$ et $^{82}Br^-$. Le marquage de l'eau par du tritium a sur tous les autres, l'avantage que l'équilibre d'adsorption entre le tritium et le terrain est pratiquement immédiat.

La recherche de fuites sur des canalisations souterraines d'eau se fait en y envoyant une solution de $^{24}NaCO_3H$. Autour de la fuite, le terrain devient contaminé, ce qui se repère avec un compteur à scintillation. On arrive à localiser une fuite à 80 cm de profondeur.

(1) G. L. BROWNELL et W. H. SWEET, p. 102, *Hdbk for Rad. Appl.* (Nucleonics édit., New-York, 1956).

(2) Voir entre autres, les comptes rendus de la Conf. Internationale sur l'utilisation des radioisotopes dans la recherche scientifique (Paris, sept. 1957), éditeur Pergamon Press (Londres).

Le déplacement de sédiments en mer a été suivi en leur mélangeant des verres à l'iridium 192, celui de sables sur modèle réduit a été étudié rapidement et très économiquement en leur incorporant des noyaux d'abricots activés, que l'on décèle par leur Mn et Na radioactifs.

XIV-7. **Emploi d'isotopes non radioactifs comme traceurs.**

Certains radioisotopes ne conviennent pas à des recherches biologiques parce que leur période est trop courte ou trop longue. Pour les recherches médicales sur l'homme, les radioisotopes qui ont une période biologique assez longue (tel ^{14}C, de période biologique 35 jours) sont à écarter par sécurité. On les remplace par des isotopes stables que l'on suit, à défaut de compteur, par des prélèvements suivis d'analyse au spectromètre de masse. La précision et la sensibilité sont bien moins bonnes. Le rapport des concentrations de l'isotope ajouté à celui déjà présent (par exemple $^{13}C/^{12}C$) ne peut actuellement descendre en dessous de 1/2000.

Les isotopes stables les plus utilisés actuellement sont les isotopes lourds suivants: le deutérium D ou $^{2}_{1}H$, ^{13}C, ^{15}N, ^{18}O, ^{34}S. Avec ces isotopes on réalise des molécules marquées: D_2O, $^{13}CO_2$, sucres, etc.

Des recherches médicales importantes ont été ainsi effectuées, notamment sur le métabolisme des acides gras et sur l'élimination de l'eau absorbée par l'homme. Au bout de 9 jours, il reste encore dans l'organisme la moitié des molécules d'eau absorbées, comme on l'a vérifié avec de l'eau marquée au tritium (p. 675).

XIV-8. **Datage.**

Dans certains cas, la radioactivité de certains éléments permet de savoir depuis combien de temps ils sont incorporés dans des matériaux.

XIV-8.1. **Datage de bois au moyen de carbone 14.**

Le carbone 14 a une période de 5568 ans. Il aurait donc depuis longtemps disparu du gaz carbonique de l'atmosphère terrestre s'il ne se reformait par action des neutrons cosmiques sur l'azote de l'atmosphère:

$$^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{14}_{6}C.$$

Par suite, en supposant constante l'intensité du rayonnement cosmique, la proportion $^{14}C/^{12}C$ reste constante dans le gaz carbonique de l'air et égale à $1{,}2 \cdot 10^{-12}$.

Dans les végétaux qui assimilent CO_2, le rapport des concentrations $^{14}C/^{12}C$ de toutes leurs substances organiques est aussi égal à $1{,}2 \cdot 10^{-12}$

tant que les végétaux sont vivants. Il en est de même chez les animaux puisqu'ils se nourrissent de végétaux. Après la mort, l'assimilation du gaz carbonique cesse chez les végétaux (ou l'ingestion de végétaux par les animaux), le carbone 14 qu'ils contiennent se désintègre sans être alors remplacé à partir de l'azote atmosphérique. Le rapport $^{14}C/^{12}C$ diminue donc, comme $1{,}2 \cdot 10^{-12}\ e^{-0{,}69t/5568}$, t désignant en années le temps qui s'est écoulé depuis la mort du végétal. Libby a employé la mesure du rapport $^{14}C/^{12}C$ d'objets en bois pour déterminer leur âge. La mesure de la concentration du carbone ^{12}C se fait par analyse chimique, la mesure de la concentration de ^{14}C se fait en comptant avec un compteur G. M. le nombre de rayons β émis par l'échantillon pendant un temps donné.

Il est commode pour les mesures de faire passer tout le carbone sous forme de CO_2. La précision de la mesure a été contrôlée sur des bois d'âge connu, elle est de l'ordre de ± 100 ans pour un âge de 2 000 ans. Avec cette méthode, on a pu attribuer aux peintures au fusain de la grotte de Lascaux (néolithique) un âge de $15\,500 \pm 900$ ans et prouver que les Indiens étaient déjà en Amérique il y a plus de 5 000 ans. Actuellement, la plus grande ancienneté mesurable par cette méthode est de 50 000 ans.

XIV-8.2. **Datage des roches.**

Plusieurs méthodes utilisant la radioactivité de divers éléments ont été employées.

Si les roches contiennent de l'uranium, l'uranium 238 qui fait partie de la série $A = 4n+2$ aboutit à ^{206}Pb, sa période étant 4,5 milliards d'années. L'uranium 235 qui fait partie de la série $A = 4n+3$ aboutit à ^{207}Pb avec une période de 0,7 milliard d'années (page 356).

Le rapport $^{238}U/^{235}U$ est 140, le rapport $^{207}Pb/^{206}Pb$ est égal à:

$$^{207}Pb/^{206}Pb = (1 - e^{-0{,}69t/0{,}7})/140\,(1 - e^{-0{,}69t/4{,}5}).$$

t désignant le temps en milliards d'années.

Cette méthode a été employée par Nier (1) qui a mesuré le rapport d'abondance des deux isotopes du plomb au spectromètre de masse. D'autres auteurs ont mesuré simplement le rapport Pb/U, ou mieux $^{206}Pb/^{238}U$ et $^{207}Pb/^{235}U$, mais des erreurs importantes interviennent alors parce que les fuites de l'émanation (^{222}Rn) et de l'actinon (^{219}Rn) faussent les mesures.

Récemment Kulp, Broecker et Eckelmann (2) ont montré que la mesure du rapport $^{206}Pb/^{210}Pb$ de la série de l'uranium 238 est plus sûre et plus pratique.

(1) A. O. Nier, *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 153 et 60, 1941, p. 112.
(2) J. L. Kulp. W. S. Broecker et W. R. Eckelmann, *Hdbk for Rad. Appl.* p. 132.

Lorsque les roches ne contiennent pas d'uranium, on est cependant arrivé à dater certaines grâce à la faible radioactivité du potassium. On mesure le rapport $^{40}Ca/^{40}K$ ou $^{40}A/^{40}K$ (1).

On a établi la chronologie du fond des océans grâce à ^{10}Be (période 2,7 millions d'années) produit par spallation de ^{14}N et ^{16}O par les rayons cosmiques (2).

XIV-8.3. **Datage des eaux.**

On peut utiliser la faible radioactivité du tritium présent dans l'eau où il provient de l'action des neutrons cosmiques sur l'azote de l'air

$$^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{3}_{1}H + {}^{12}_{6}C$$

Il disparait avec une période de 12,26 ans (${}^{3}_{1}H \rightarrow - {}^{0}_{1}e + {}^{3}_{2}He$) lorsqu'il est dans de l'eau isolée de la contamination atmosphérique (glaciers, fond des mers, ...). On peut remonter à une cinquantaine d'années en arrière.

XIV-9. **Importance économique des radioéléments.**

L'importance économique des radioéléments ne cesse de croître. Ils permettent en effet d'une part des économies directes par remplacement d'autres procédés plus onéreux (par exemple substitution d'une « bombe » au ^{60}Co à un appareil à rayons X), d'autre part des économies indirectes en amenant des modifications avantageuses d'anciens procédés (par exemple les jauges d'épaisseur au ^{90}Sr sont si précises qu'elles rendent possible des économies de matière première).

On évalue à 500 millions de dollars les économies réalisées aux U.S.A. en 1958 grâce aux radioéléments et W.F. Libby estime que dans les cinq ans à venir leur consommation va y décupler, ce qui amènerait des économies de 5 milliards de dollars par an. En France, ces économies auraient été de 5 millions de NF en 1957.

Pour la sécurité de maniement des radioéléments et la protection, on pourra consulter les « Handbooks » suivants du National Bureau of Standards de Washington:

Handbook 42: Safe handling of radioactive isotopes.

Handbook 48: Control and removal of radioactive contamination in laboratories.

(1) E. V. GERLING, Communication n° 217, de la Conférence Internationale sur l'utilisation des radioisotopes (Paris, sept. 1957), édit. Pergamon Press, Londres.

(2) B. PETERS, *L'Age Nucléaire*, 1958, n° 10, p. 119.

Handbook 49: Recommandations for waste disposal of phosphorus 32 and iodine 131 for medical users.

Handbook 52: Maximum amounts of radioisotopes in the human body and maximum permissible concentrations in air and water.

Handbook 53: Recommandations for the disposal of carbon 14 wastes.

CHAPITRE XV

AVENIR DE L'ÉNERGIE NUCLÉAIRE L'ÉNERGIE THERMONUCLÉAIRE DE LA FUSION

XV-1. Croissance exponentielle des besoins en énergie électrique. Epuisement des réserves de combustibles.

Depuis plusieurs décades les statistiques montrent que la production d'énergie et spécialement d'énergie électrique croît extrêmement vite. Les plans de développement de la plupart des nations sont établis par extrapolation en admettant que la production électrique continuera de doubler tous les dix ans. Ce rythme se retrouve aussi bien en Europe qu'en Amérique: il y a en moyenne une augmentation de 7% par an.

La consommation française d'électricité qui était en 1955 de 50 milliards de kWh a atteint 71 milliards en 1960 et l'on prévoit qu'elle sera de 190 milliards en 1975.

Les réserves de combustibles fossiles : charbon, lignite, hydrocarbures (qui ne sont employés qu'exceptionnellement pour produire de l'énergie électrique) sont assez limitées. D'après Eccles, les réserves mondiales de charbon se montent à 3 520 milliards de tonnes, les réserves d'hydrocarbures à environ 200 milliards de m³. Elles seront épuisées dans moins de deux cents ans.

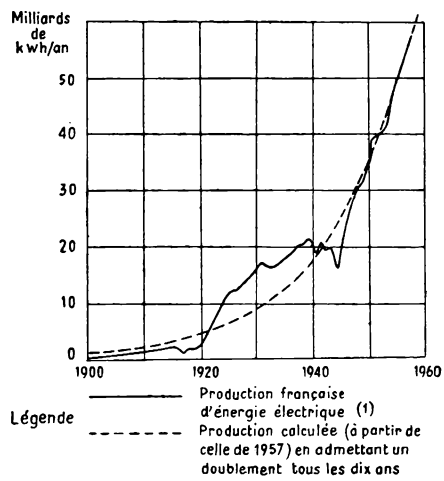


Fig. III-190

(1) Brochure : *Résultats Techniques Provisoires* 1957, E.D.F. (1958).

On doit alors se demander pendant combien de temps l'humanité disposera des combustibles fissiles, uranium et thorium. La consommation de ces combustibles, à côté des combustibles fossiles traditionnels tant que ceux-ci ne seront pas épuisés, croîtra plus vite que l'ensemble de la production d'énergie électrique. En effet, grâce à l'augmentation de puissance des réacteurs (1), le prix du kW nucléaire installé baisse.

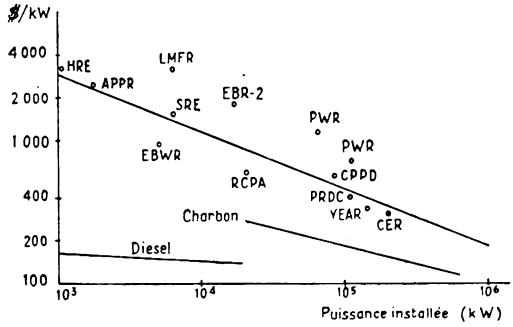


Fig. III-191

Prix du kW nucléaire installé d'après (1). Pour chaque réacteur on a choisi les estimations les plus récentes.
En dollars par kW, ce prix est environ 3000. $p^{-0,4}$,
P étant, en mégawatts, la puissance de l'installation nucléaire.

Cette baisse et celle du prix du combustible entraînent celle du prix du kWh nucléaire qui devient ainsi rapidement compétitif (2), d'autant

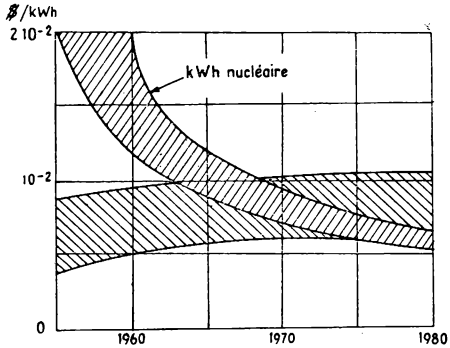


Fig. III-192

Evolution du prix de revient du kWh nucléaire
comparé à celui du kWh obtenu avec les combustibles fossiles (2).

(1) J. A. LANE, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 1, p. 46.
(2) D'après les courbes de W. K. DAVIS et L. H. RODDIS, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 4, p. 18.

plus que le kWh-charbon a tendance à augmenter et que certaines nations industrielles n'ont pas assez de combustibles fossiles.

Aux Etats-Unis, on prévoit (1) que la puissance thermique des réacteurs installés croîtra comme $e^{0,3t}$, c'est-à-dire doublera en 2,3 ans (2), cette croissance sera encore beaucoup plus rapide que celle de l'ensemble des besoins en énergie électrique qui se fait comme $e^{0,07t}$.

Il est tout à fait probable qu'en Europe, moins riche en charbon que ne le sont les Etats-Unis, l'augmentation du nombre et de la puissance des réacteurs se fera à un rythme comparable.

Comme il est à prévoir que d'ici la fin du siècle la majeure partie de l'énergie électrique proviendra de sources nucléaires, il importe de connaître l'inventaire des combustibles fissiles disponibles. Même en recyclant le plutonium, les réacteurs ordinaires « brûlent », moins de 3% de l'uranium total (3% correspond à 30 000 MW jour/t). Dans ces conditions, une puissance électrique installée de 1 MW (qui nécessite une puissance thermique d'environ 4 MW) et utilisée à 80% consommerait annuellement plus de 60 kg d'uranium naturel. Aux Etats-Unis, la consommation annuelle d'uranium pour les 754 000 MW thermiques probables en 1980 dépasserait 11 300 t. Or les réserves américaines sont estimées (3) à 150 000 tonnes d'uranium revenant à 20 $ /kg et 1 000 000 tonnes d'uranium à 60 $ /kg. La comparaison des deux nombres 11 300 et 1 000 000 montre sans calcul que les réserves seraient vite épuisées.

Un calcul admettant une croissance en $e^{0,3t}$ de la consommation donne des résultats pessimistes. En admettant une consommation annuelle de 15 kg d'uranium naturel par MW thermique, ce qui est déjà optimiste, la consommation américaine de 30 tonnes en 1960 deviendrait $30\,e^{0,3t}$ en $1960+t$. La quantité totale d'uranium consommé depuis 1960 serait de:

$$C_{\text{intégré}} = 30\,[e^{0,3} + e^{0,6} + \ldots + e^{0,3t}] = 30\,\frac{e^{0,3}}{e^{0,3} - 1}\,(e^{0,3t} - 1)$$

ou:

$$C_{\text{intégré}} = 116\,(e^{0,3t} - 1) \# 116\,e^{0,3t}.$$

La réserve de 1 million de tonnes serait épuisée lorsque:

$$116\,e^{0,3t} = 10^6, \qquad \text{soit en trente ans.}$$

En admettant que la puissance nucléaire installée ne double que tous les dix ans, l'épuisement des réserves américaines d'uranium serait plus

(1) K. COHEN, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 1, p. 66.

(2) Voir aussi le graphique de l'article de: W. K. DAVIS, L. H. RODDIS, Jr. et C. GOODMAN *Nucleonics* 15, 1957, n° 9, p. 91.

(3) A. M. WEINBERG, *Nucleonics*, 16, 1958, n° 8, p. 75.

lent et surviendrait en une centaine d'années, le prix du combustible augmentant au fur et à mesure que l'on devra s'adresser à des minerais de plus en plus pauvres.

Un moyen évident de ralentir cet épuisement serait de ne pas gaspiller l'uranium 238 comme on le fait actuellement mais d'essayer de le convertir plus complètement en plutonium dans des breeders. En admettant une conversion presque complète, les consommations deviendraient 30 fois plus petites que les précédentes. Avec un doublement de production tous les dix ans, les réserves dureraient 160 ans.

A l'échelle mondiale, les réserves exploitables d'uranium sont plus élevées (1) mais naturellement la consommation d'énergie l'est aussi (environ 2 000 milliards de kWh en 1960). La vitesse d'épuisement serait donc à peu près du même ordre qu'aux U.S.A.

L'affirmation souvent rencontrée que les combustibles fissiles assurent pour longtemps notre avenir énergétique repose sur l'erreur d'évaluer la durée des réserves à partir de la production électrique actuelle sans tenir compte de sa croissance exponentielle.

Cependant les chiffres cités plus haut sont justement assez incertains en ce qu'ils admettent que l'actuelle croissance exponentielle pourra continuer longtemps sans se ralentir. Ils constituent pourtant un ordre de grandeur vraisemblable pour le proche avenir. Les combustibles fissiles arrivent à point nommé pour relayer les combustibles fossiles, mais ils seront eux-mêmes épuisés en moins d'un ou deux siècles et il faudra trouver d'autres sources d'énergie.

L'examen de la courbe représentant, en fonction du nombre A de nucléons, l'énergie par nucléon (v. page 332) montre qu'au lieu de produire de l'énergie par fission de noyaux lourds (^{235}U, ^{239}Pu) on peut chercher à en produire par condensation de noyaux très légers. Ce processus de réunion de deux noyaux légers en un autre plus lourd, avec libération d'énergie est la fusion (v. page 338 à 340).

Si la fusion de deux noyaux de deutérium donne environ 3,6 MeV, une tonne de deutérium produirait $8{,}65 \cdot 10^{16}$ joules et une tonne d'eau lourde pure $1{,}73 \cdot 10^{16}$ joules. Comme l'eau contient $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ d'eau lourde, la réserve d'eau lourde dans les océans est de l'ordre de $2 \cdot 10^{14}$ tonnes. La fusion de tout le deutérium ainsi en réserve donnerait environ $3{,}5 \cdot 10^{30}$ joules soit 10^{24} kWh.

Avec une consommation mondiale d'énergie électrique de $2 \cdot 10^{12}$ kWh

(1) Selon ECCLES, les réserves d'uranium sont de $25{,}4 \cdot 10^6$ t et celles de thorium $1{,}02 \cdot 10^6$ t. Ces chiffres paraissent optimistes par comparaison avec ceux que cite pour le Canada, les Etats-Unis, l'Afrique du Sud et la France, le *Rapport Annuel* 1956 *du C.E.A.* (p. 56).

comme en 1960, les besoins électriques seraient assurés pour 500 milliards d'années, avec une consommation mille fois plus grande, correspondant à une puissance installée de $2{,}5 \cdot 10^{11}$ kW les besoins encore couverts pour 500 millions d'années.

Par contre, avec une consommation doublant tous les dix ans, la réserve mondiale d'eau lourde serait épuisée en 400 ans. La fusion du deutérium ne peut donc pas plus que la fission de l'uranium, assurer très longtemps une croissance exponentielle des besoins énergétiques. Il faut remarquer que cette croissance devra d'abord se ralentir pour d'autres raisons. L'énergie électrique (et aussi les autres énergies, chimique par exemple) est finalement transformée en grande partie en chaleur. Le Soleil fournit à la Terre environ 10^{13} kW, l'ensemble de toutes les sources terrestres actuelles d'énergie donne une puissance d'environ 10^9 kW. Il semble que le doublement de la production d'énergie tous les dix ans ne pourra continuer plus d'un siècle sans perturber les conditions biologiques terrestres, car il dépasserait alors la puissance reçue du Soleil.

XV-2. **Avantages que présenterait la fusion contrôlée.**

L'eau lourde, source du deutérium, a l'avantage sur les combustibles fissiles d'être uniformément répartie dans toutes les mers, ce qui ne favorise pas de nations en particulier.

La fusion ne produira pas, comme la fission des quantités considérables de déchets radioactifs dangereux et embarrassants (1) (v. pages 484 et 485). D'autre part, il existe de bonnes raisons de penser que l'on arrivera à produire de l'énergie électrique directement à partir de l'énergie de fusion sans passer par l'intermédiaire de l'énergie thermique, comme on le fait actuellement avec l'énergie de fission.

XV-3. **Conditions de production de l'énergie thermonucléaire.**

Nous rappelons (v. page 339) que les principales réactions de fusion envisagées sont:

$$D + D \rightarrow {}^3He + n + 3{,}25 \text{ MeV}, \quad (1)$$

$$D + D \rightarrow T + p + 4 \text{ MeV}, \quad (2)$$

$$D + T \rightarrow {}^4He + n + 17{,}6 \text{ MeV}, \quad (3)$$

$${}^3He + D \rightarrow {}^4He + p + 18{,}3 \text{ MeV}, \quad (4)$$

où D désigne ici le noyau de l'atome de deutérium ^2H, et T celui du tritium, ^3H.

(1) Dans un siècle, la radioactivité des déchets à vie longue serait de l'ordre de 10^{13} curies.

Les deux dernières réactions peuvent être regardées comme conséquence des deux premières. Les réactions D+D paraissent les plus intéressantes parce que les particules chargées, qui seules peuvent recommencer des réactions, reçoivent les 2/3 de l'énergie.

On conçoit qualitativement que ces réactions exigeront que les noyaux de deutérium possèdent l'énergie cinétique élevée nécessaire pour vaincre la répulsion électrostatique. Pour amener au contact malgré cette répulsion deux noyaux D de rayon a, il faut dépenser $e/4\pi\varepsilon_0 \cdot 2a$ électrons-volts soit environ, $4{,}7 \cdot 10^5$ eV avec $a = 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ m. L'énergie cinétique kT due à l'agitation thermique n'atteindrait de telles valeurs qu'à des températures dépassant 10^9 °K mais la mécanique ondulatoire prévoit que par suite de l'effet tunnel les réactions peuvent commencer à température plus basse.

S'il existe par cm³, n_1 ions d'une espèce et n_2 d'une autre, le nombre d'ions qui réagissent par cm³ et par seconde est:

$$n_1 n_2 \overline{\sigma v},$$

où σ est la section efficace de la rencontre et v la vitesse relative d'un ion d'une espèce par rapport à un ion de l'autre.

Si la collision libère une énergie W, la puissance dégagée par cm³ est:

$$\mathrm{p} = n_1 n_2 \overline{\sigma v}\, \mathrm{W}.$$

Lorsque les deux ions sont des noyaux D^+, cette puissance est:

$$\mathrm{p} = n_D^2 \overline{\sigma v}\, \mathrm{W}/2,$$

W étant égal à 3,6 MeV, valeur moyenne de 3,25 MeV et 4 MeV. La théorie permet de prévoir la variation de σ avec la température. Aux basses énergies σ est représentée par la transparence de la barrière de Gamow qui croît très vite avec l'énergie cinétique $mv^2/2$ des deutons. Il est commode d'exprimer σ et v en fonction de cette énergie cinétique exprimée en électrons-volts ou en fonction de la température.

Comme pour les neutrons (1), on relie la température à la vitesse la plus probable et on l'exprime en eV par:

$$e\mathrm{V} = mv^2/2 = kT;$$

1 keV correspond à $11{,}6 \cdot 10^6$ °K.

Les sections efficaces des quatre réactions varient avec la température (ou l'énergie cinétique des deutons exprimée en eV) suivant les courbes ci-contre.

(1) Voir note au § V-3, 3ème partie.

Ces courbes montrent que $\overline{\sigma v}$ n'augmente plus beaucoup si la température dépasse 200 millions de degrés, mais que si la température descend en dessous de 50 millions de degrés $\overline{\sigma v}$ diminue très vite. *A ces*

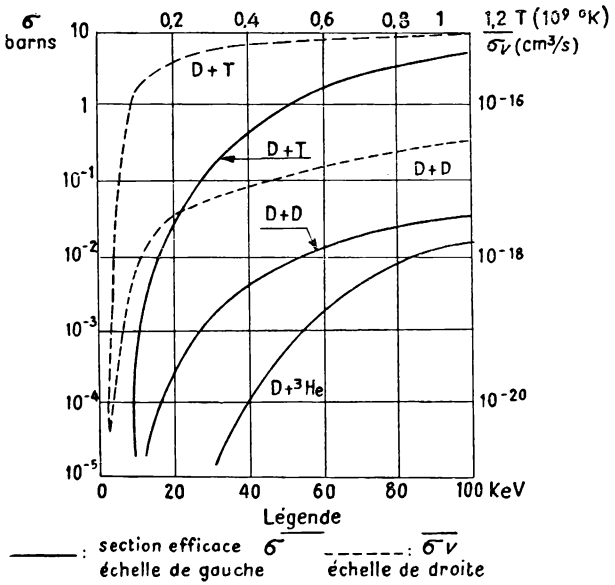


Fig. III-193

températures élevées, les atomes sont complètement ionisés et l'on a affaire à un plasma. La nécessité d'employer ces températures élevées a fait donner à l'énergie de fusion le nom *d'énergie thermonucléaire.*

A une température T, la puissance dégagée par (1) et (2) est:

$$P_{fusion} = 4{,}1 \cdot 10^{-29} n_D^2 \cdot T^{-2/3} e^{-0{,}374 \cdot T^{-1/3}} \text{ watts/cm}^3 \text{ (où T est en keV).}$$

Par exemple à 460 millions de degrés (40 keV) la puissance dégagée serait:

$$3 \cdot 10^{-30} \cdot n_D^2 \text{ watts/cm}^3.$$

Dans les essais actuels les valeurs de n_D au remplissage sont de l'ordre de 10^{15}.

Il existe des pertes qui croissent avec la température. Le plasma se comporte comme un corps transparent et non comme un corps noir, les pertes par rayonnement sont donc très faibles. Par contre, de la puissance est perdue sous forme de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) lorsque les électrons sont déviés par le champ électrique des noyaux. Ce rayon-

nement étant proportionnel à Z^2 il faudra que le deutérium soit très pur, car des impuretés, de l'air par exemple, le refroidiraient.

La puissance perdue est:

$$P_{pertes} = 4{,}7 \cdot 10^{-31} n_D^2 \cdot T^{1/2} \text{ watts/cm}^3 \text{ (où T est en keV).}$$

La puissance dégagée par la fusion, P_{fusion}, croît bien plus vite que la puissance perdue. Aux faibles températures il faut fournir une énergie extérieure égale à $P_{pertes} - P_{fusion}$ pour que la fusion se produise, ceci n'a aucun intérêt industriel (sinon scientifique).

Il y a une température seuil T_s *qu'il est nécessaire de dépasser pour que la fusion donne un gain net d'énergie.*

Il faut:

$$T > T_s,$$

T_s étant la température telle que:

$$P_{pertes} = P_{fusion}$$

Dans le cas des réactions D+D ceci donne:

$$4{,}1 \cdot 10^{-29}\ T^{-2/3}\ e^{-0{,}374\ T^{-1/3}} = 4{,}7 \cdot 10^{-31}\ T^{1/2},$$

d'où $T_s = 40$ keV, soit 465 millions de degrés.

Pour la réaction (3), D+T, on trouverait une température seuil de l'ordre de 45 millions de degrés.

La condition $T > T_s$ nécessaire pour qu'il y ait gain net d'énergie ($P_{fusion} > P_{pertes}$) n'est pas suffisante. Il faut en outre que la température élevée soit maintenue pendant un temps suffisant. Si t désigne en secondes ce temps pendant lequel la température T_s est maintenue, il faut [1] que:

$$nt > 10^{16} \text{ pour les réactions D+D,}$$
$$nt > 10^{14} \text{ pour la réaction D+T,}$$

n désigne le nombre d'ions (d'un seul signe) par cm^3.

Avec des valeurs de n acceptables, les durées t devraient être de l'ordre d'une seconde.

La fusion n'est pas une réaction en chaîne, toutefois si le plasma est amené à une température dépassant suffisamment la température seuil, le dégagement d'énergie thermonucléaire pourra éventuellement entretenir la fusion en transformant de nouveaux noyaux de deutérium. Une première question est de porter le plasma à une température très élevée, une seconde est d'assurer la stabilité du plasma en réaction, bref il faut arriver à contrôler la fusion.

(1) J. D. LAWSON, *Proc. Phys. Soc.*, B, 70, p. 6, 1957.

Dans les bombes H (à hydrogène), on porte le gaz à une très haute température grâce à la chaleur dégagée par un détonateur qui est une petite bombe A (à l'uranium 235 ou au plutonium). L'énergie dégagée ainsi par fusion est énorme, mais son dégagement n'est pas contrôlé.

Pour les pacifiques besoins industriels, le problème est plus difficile et bien que de nombreuses recherches encourageantes progressent rapidement, il n'en est pas encore au stade de l'utilisation de l'énergie.

XV-4. **Confinement du plasma.**

Un gaz chauffé s'ionise lorsque l'énergie cinétique de ses molécules devient du même ordre que l'énergie de liaison des électrons extérieurs. On appelle *plasma* un gaz ionisé. L'hydrogène et ses isotopes sont pratiquement complètement ionisés au-delà de 100 000 °K. Il y a alors en présence des électrons et des ions positifs H^+, D^+, T^+: protons, deutons, tritons. Un plasma est électriquement neutre, possède une bonne conductibilité thermique. Sa conductibilité électrique est proportionnelle à $T^{3/2}$ et vers 10^7 °K dépasse celle du cuivre.

Jusqu'ici, c'est par l'effet Joule que l'on a essayé de porter un plasma à des températures suffisantes pour que la fusion thermonucléaire se produise. Comme la résistivité décroît vite avec la température, on est obligé d'employer des courants de très fortes intensités, de plusieurs centaines de milliers d'ampères. Ces courants ne circulent que pendant des temps très courts, les réacteurs thermonucléaires expérimentaux fonctionnent en impulsions.

Les ions et électrons du plasma doivent être confinés en faisceau loin de parois solides dont le contact les refroidirait directement par perte d'énergie cinétique et indirectement en introduisant des impuretés. Dans les essais actuels, ce confinement est recherché par resserrement du plasma en un cordon (pincement, pinch effect) sous l'action des forces électromagnétiques. On cherche à enfermer le plasma dans une bouteille magnétique (1) en équilibrant la *pression cinétique* d'agitation thermique par une pression magnétique (2).

Le plasma contenant, par cm³, n_i ions à la température T_i,
par cm³, n_e électrons à la température T_e
est soumis à une pression cinétique:

$$p_{cin} = k(n_i T_i + n_e T_e). \qquad (1)$$

(1) Communication de I. V. KOURTCHATOV à Harwell en avril 1956 et *Soviet Journ. of Atomic Energy* 3, 1956, p. 353.

(2) Théorie du pinch effect par W. H. BENNETT' *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 890.
Voir l'article très étendu de R. F. POST, *Rev. of Modern Physics*, 28, 1956, p. 338-362.

Si ce plasma est parcouru par un courant électrique, il en résulte une «pression magnétique». Nous allons voir sur un exemple simple à quelle condition les forces électromagnétiques équilibrent la pression cinétique.

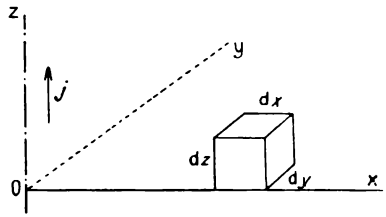


Fig. III-194

Considérons un petit volume $dx\,dy\,dz$ de plasma parcouru par un courant parallèle à Oz de densité uniforme j. Si l'on utilise la loi de Laplace $\vec{df} = I\,\vec{dz} \wedge \vec{B}$, les forces électromagnétiques sur ce volume sont:

$$(j\,dx\,dy)\,\vec{dz} \wedge \vec{B},$$

dont la projection sur Ox est:

$$dx\,dy\,dz.\ \mathrm{proj}_{ox}\,\vec{j} \wedge \vec{B}. \tag{2}$$

Ce volume est soumis d'autre part à la pression cinétique ce qui donne le long de Ox une force:

$$[p_{cin}\,(x+dx) - p_{cin}\,(x)]\,dy\,dz = \frac{\partial p_{cin}}{\partial x}\,dx\,dy\,dz. \tag{3}$$

En égalant (2) et (3), divisant par $dx\,dy\,dz$, et additionnant vectoriellement pour les 3 directions Ox, Oy, Oz, nous obtenons:

$$\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,p_{cin} = \vec{j} \wedge \vec{B}. \tag{4}$$

Cette relation est générale. Cherchons à préciser la pression magnétique. Considérons maintenant un cylindre circulaire mince de plasma, de rayon r et d'épaisseur ε, parcouru par un courant de densité constante, j, parallèle aux génératrices du cylindre.

En un point M situé à la distance x de l'axe du tube $(r < x < r+\varepsilon)$ le théorème d'Ampère donne:

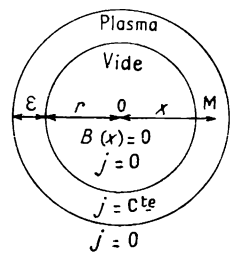
$$2\pi\,x\,B\,(x) = \mu_0\,I(x),$$

$I(x)$ étant le courant passant à l'intérieur de la circonférence de rayon x avec:

$$I(x) \# 2\pi\,r(x-r)\,j.$$

Le courant total I est tel que:

$$I \# 2\pi\,r\,\varepsilon\,j;$$



$B\,(x) \# Bx/r$

Fig. III-195

on a donc entre les deux cylindres délimitant le tube:

$$I(x) \# \frac{x-r}{\varepsilon} I, \qquad \mathrm{B}(x) \# \frac{\mu_0 (x-r)}{2\pi r \varepsilon} I,$$

et pour la pression magnétique sur la surface extérieure du tube:

$$\mathrm{p}_m = \int_o^{r+\varepsilon} \vec{j} \wedge \vec{B}\, \mathrm{d}x = \int_r^{r+\varepsilon} \vec{j} \wedge \vec{B}\, \mathrm{d}x = \int_r^{r+\varepsilon} \frac{I}{2\pi r \varepsilon} \frac{\mu_0 (x-r)}{2\pi r \varepsilon} I\, \mathrm{d}x,$$

$$\mathrm{p}_m = \frac{I^2 \mu_0}{4\pi^2 r^2 \varepsilon^2} \int_{x-r=0}^{x-r=\varepsilon} (x-r)\, \mathrm{d}\,(x-r) = \frac{I^2 \mu_0}{8\pi^2 r^2}$$

Dans le système c.g.s., $\mu_0 = 4\pi$, dans le système MKS $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$.

Si nous remplaçons I en fonction de B_θ, champ d'induction sur la paroi extérieure:

$$I = 2\pi(r + \varepsilon) B_\theta/\mu_0 \# 2\pi r B_\theta/\mu_0,$$

on trouve:

$$\mathrm{p}_m = \frac{I^2 \mu_0}{8\pi^2 \mathrm{r}^2} = \frac{B_\theta^2}{2\mu_0}.$$

En écrivant que $\mathrm{p}_m = \mathrm{p}_{cinétique}$, on obtient finalement:

$$\mathrm{p} = k(n_i T_i + n_e T_e) = \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} = \frac{I^2 \mu_0}{8\pi^2 r^2}.$$

On a généralement $\mathrm{n}_i = n_e$, $T_i \# \mathrm{T}_e = \mathrm{T}$ donc:

$$2k n_i \mathrm{T} = \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} = \frac{I^2 \mu_0}{8\pi^2 r^2} = \mathrm{p}_{cin}.$$

Nous pouvons écrire ces égalités sous une autre forme:

$$\mu_0 I^2 16\pi k \mathrm{T} n \pi r^2 = 16\pi k \mathrm{T} N,$$

en appelant N le nombre d'ions de l'un des signes contenu dans l'unité de longueur de la décharge ($N = n \cdot \pi r^2 \cdot 1$).

En unités c.g.s., $\mu_0 = 4\pi$, et l'on a simplement:

$$I^2 = 4 N k \mathrm{T}.$$

Ceci montre qu'il faudra des courants très intenses pour obtenir des températures élevées. Dans l'appareil britannique Zêta on fait passer des courants de 187 000 ampères pendant 0,004 seconde et l'on évalue la température obtenue à $4{,}7 \cdot 10^6$ °K. Les pressions dans les plasmas confinés sont de l'ordre de 100 à 1 000 atmosphères.

Une nouvelle branche de la physique appelée magnétohydrodynamique étudie les propriétés des plasmas ([1]). On sait maintenant qu'aux températures supérieures à un million de degrés, un plasma possède les propriétés suivantes:

les lignes de force du champ magnétique qui le traversent doivent être considérées comme figées dans le plasma et entraînées par lui s'il se déforme,

ces lignes de forces ont, en gros, tendance à s'éloigner les unes des autres et à se raccourcir,

le plasma se comporte comme un corps diamagnétique repoussé vers les régions de champ magnétique plus faible,

sa conductibilité électrique dans la direction du champ magnétique est double de la conductibilité dans une direction perpendiculaire.

Si le plasma est soumis non seulement au champ d'induction transversal B_θ du courant I qui le traverse mais aussi à un champ axial B_z, parallèle au courant I, produit par des enroulements appropriés, la relation précédente:

$$B_\theta^2/2\,\mu_0 = 2\,n\,k\,\mathrm{T}$$

doit être complétée en:

$$B_\theta^2/2\,\mu_0 = 2\,n\,k\,\mathrm{T} + B_z^2/2\,\mu_0.$$

Lorsque la décharge se produit, il y a striction, le plasma qui occupait tout le diamètre $2\,r_0$ du tube contenant le deutérium se resserre en un mince cordon de rayon r. C'est le pinch effect, effet de pincement. Les lignes de force de B_z entraînées par le plasma se resserrent. En considérant que le flux de B_z reste constant:

$$B_{oz} \cdot \pi \cdot r_0^2 = B_z \cdot \pi \cdot r^2,$$

on a:

$$\mu_0\, I^2/8\pi = 2\,N\,k\,\mathrm{T} + \pi\, B_0^2 r_0^4/2\,\mu_0\, r^2;$$

dans le système c.g.s. on aurait:

$$I^2 = 4\,N\,k\,\mathrm{T} + B_0^2 r_0^4/4\,r^2.$$

Si la décharge est donnée par un circuit de faible constante de temps, la variation $\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$ est considérable à l'instant initial et peut être de l'ordre de $5 \cdot 10^{12}$ A/s. Le plasma se resserre en cordon avec une vitesse $\mathrm{d}r/\mathrm{d}t$ qui croît avec $\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$. Les ions acquièrent alors sous l'action de ce pincement une énergie cinétique supplémentaire et leur vitesse devient égale à celle des électrons. Cette augmentation d'énergie cinétique due à $\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$ constitue un échauffement qui s'ajoute à celui de l'effet Joule, c'est le «fast pinch».

(1) L. SPITZER, *Physics of fully ionised gases* (Interscience Publishers New-York), 1956.

D'une manière générale, on peut comprimer magnétiquement le plasma soit par augmentation du champ ($\partial H/\partial t$ élevé) soit en entraînant le plasma vers des régions où les lignes de force se resserrent. Ces compressions sont adiabatiques, si elles sont assez rapides elles élèvent la température du plasma. On conçoit donc que dans les réacteurs thermonucléaires l'on tende à réaliser un préchauffage par effet Joule suivi d'un chauffage par compression magnétique.

XV-5. **Stabilité du plasma.**

Nous avons dit qu'un plasma se comporte comme un fluide diamagnétique donc tend à fuir les régions de champ intense. Si un cordon rectiligne de plasma se déforme légèrement, le champ magnétique est plus intense dans la concavité (1). Le plasma diamagnétique fuit de A B C vers la droite.

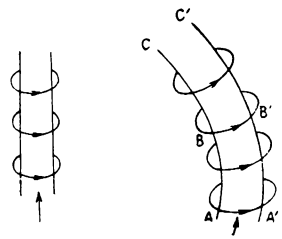


Fig. III-196

Il est possible de maintenir stable un cordon de plasma en donnant aux lignes de forces du champ d'induction certaines dispositions particulières.

Au champ B_0 dû au courant de décharge I, on ajoute un champ axial B_z parallèle à I, B_z est produit par un enroulement hélicoïdal axé sur I. D'autre part, si la paroi de l'enceinte contenant le deutérium est en métal, les courants de Foucault créés dans cette paroi par les instabilités jouent par leur champ d'induction un rôle stabilisateur pour le plasma. De même un champ magnétique dont les lignes de force présentent une torsion est stabilisateur.

Il est important de noter que l'on espère que les mouvements des ions du plasma et des particules chargées produites par réaction thermonucléaire pourront donner de l'énergie électrique sans passer par la forme thermique. Le principe de cette production directe d'énergie électrique est d'utiliser l'entraînement des lignes de force magnétique par le plasma (en mouvement contrôlé) pour induire des tensions dans des bobinages extérieurs. Une partie de l'énergie des ions serait ainsi transformée en énergie électrique. Ce passage *direct* de l'énergie thermonucléaire à l'énergie électrique est un des objectifs essentiels des recherches sur la fusion.

(1) La figure le montre, le théorème d'Ampère le démontre: le parcours A'B'C' étant plus long que ABC dans $\int H\,dl$, $H_{B'} < H_B$.

XV-6. Court historique des recherches sur la fusion expérimentale.

L'obtention d'énergie thermonucléaire à l'échelle industrielle aura une importance économique considérable. Malgré les révélations faites à Genève, Venise et ailleurs, un secret encore trop profond règne toujours dans ce domaine. En 1956, à la suite d'une conférence dans laquelle l'académicien I. Kourtchatov avait exposé à Harwell comment les chercheurs soviétiques confinaient le plasma dans une « bouteille magnétique » on assista à une avalanche de publications, surtout soviétiques (1) et américaines (2). A cause du secret partiel, il est trop tôt pour faire un historique des recherches déjà nombreuses sur la fusion.

Il semble que, dans une première période, il y ait eu d'abord des recherches assez variées sur les plasmas et le pinch effect sans liaison étroite avec la fusion thermonucléaire. Lorsqu'en 1952, L. Artsimovitch constata l'émission de neutrons puis de rayons X durs pendant les décharges électriques dans un plasma de deutérium, les recherches soviétiques subirent une impulsion nouvelle et prirent nettement pour but la production d'énergie thermonucléaire. Dans les autres pays, l'évolution a été analogue avec grand développement depuis 1955-1956.

Voici quelques dates:

1928 . . . . . Atkinson et Houtermans discutent la production d'énergie par fusion thermonucléaire.

1950 . . . . . Tamm et Sakharov (U.R.S.S.) proposent d'enfermer le plasma subissant une décharge dans une « bouteille magnétique » pour l'isoler thermiquement des parois.

1951 . . . . . Ware (Grande-Bretagne) étudie expérimentalement la contraction en cordon (pinch effect) et les mouvements du plasma pendant la décharge.

1952 . . . . . Artisimovitch (U.R.S.S.) observe l'émission de neutrons pendant la décharge électrique dans le deutérium.

1952 . . . . . Bompas et autres observent des neutrons dans l'explosion de fils deutérés (France).

1952–1953 . . . Construction à Los Alamos (U.S.A.) des appareils Perhapsatron et Colombus.

1955 . . . . . Début des recherches sur la fusion en France.

Avril 1956 . . Annonce par Kourtchatov et publication des résultats soviétiques.

Mars 1957. . . L'appareil T entre en service à Fontenay (France).

Juin 1957 . . . Conférence de Venise sur l'ionisation des gaz.

Novembre 1957 Les quotidiens annoncent que la fusion est réalisée avec Zêta (Grande-Bretagne).

(1) Entre autres cinq articles p. 76 à 106 de *Atomnaya Energiya*, 3, 1956.

(2) Entre autres R. F. Post, *Rev. of Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 338.

24 janv. 1958 . Publication officielle des résultats de Zêta (G.-B.) et du Perhapsatron (U.S.A.).

2 mai 1958 . . Publication officielle sur des recherches en cours (U.S.A.): Stellarator, D C X, machine miroir.

Juin 1958 . . Les neutrons de Zêta ne sont pas d'origine thermonucléaire déclarent à Harwell, B. F. Schonland et P. Thonemann.

11 sept. 1958 . IIème Conférence Internationale sur les applications pacifiques de l'énergie atomique. Exposition « L'atome pour la paix », Genève.

Pour décrire quelques-uns des appareils, parfois de dimensions impressionnantes, nous n'adoptons pas une classification par nation mais par type de décharge : rectiligne ou en courbe fermée. Etant donné la valeur élevée des champs magnétiques nécessaires, tous ces appareils ne fonctionnent que par impulsions et non en permanence.

XV-7. Décharges rectilignes.

XV-7.1. Décharges rectilignes simples.

Un tel dispositif comprend un tube cylindrique isolant en verre ou céramique terminé par deux électrodes métalliques que l'on relie à une batterie de condensateurs. Il se produit une décharge oscillante. La température peut être estimée d'après le spectre de la lumière émise par la décharge.

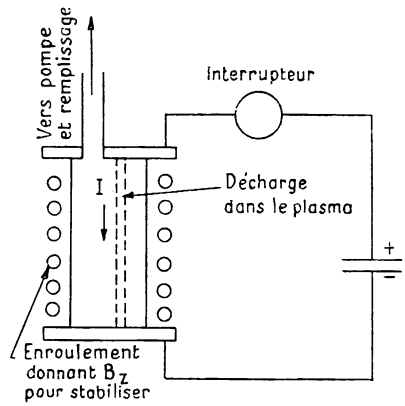


Fig. III-197

Plusieurs appareils de ce genre ont été décrits, voici les caractéristiques de trois d'entre eux (tableau p. 696):

Les dispositifs de ce genre ont l'inconvénient de souiller le plasma par des atomes ou molécules étrangers au gaz, arrachés aux électrodes. Il en résulte un abaissement progressif de la température atteinte dans les décharges successives.

Un perfectionnement qui augmente la stabilité de la striction est de faire le retour du courant de décharge I par un cylindre métallique entourant le tube isolant.

XV-7.2. Décharges rectilignes avec miroirs magnétiques.

Les dispositifs précédents peuvent être débarrassés de l'effet des électrodes en faisant réfléchir les ions sur des « miroirs magnétiques » qui leur évitent le contact avec les parois. Ces miroirs magnétiques se réalisent

simplement en rendant le champ axial B_z plus intense près des extrémités du tube à décharge. Les lignes de force de B_z se resserrent. Si le champ est suffisant aux extrémités, les trajectoires des ions qui s'enroulent autour de B_z ont un point de rebroussement.

Les ions sont ainsi enfermés dans ce piège magnétique en forme de bouteille.

Nom	Colombus II(1)	Colombus S 4(1)	(2)
emplacement	Los Alamos (USA)	Los Alamos	Saclay
diamètre tube (cm)	10	12,5	30
longueur tube (cm)	30	60	90
pression (mm de Hg)	0,07 à 0,2	0,04	0,01 à 0,5
énergie de la décharge (KJ)	36	15	40
pseudo période ou durée (microsecondes)	2	6	20
I_{max}(A)	10^6	$2{,}5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
B_z (gauss)	10 000	1750	
T (°K)		$> 3 \cdot 10^6$	
neutrons par décharge	$2 \cdot 10^7$ à $3 \cdot 10^8$	$> 10^3$	10^7

L'injection des ions se fait dans l'appareil D C X suivant un principe dû à Luce (3). On crée des ions moléculaires D_2^+ et on envoie un pinceau de ces ions dans la bouteille magnétique normalement aux lignes de forces de B_z. Dans l'axe du tube se trouve dans le deutérium un arc entre charbons.

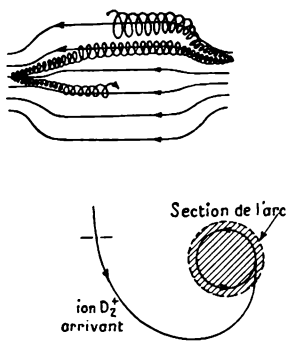


Fig. III-198
B_z est normal au plan de la figure et dirigé vers l'arrière.

Les phénomènes ne seraient pas encore entièrement compris. Les ions D_2^+ décrivent des cercles de rayon r et se dissocient dans l'arc en D et D^+. Les atomes neutres sortent du piège magnétique mais les ions D^+ y restent et décrivent des hélices de rayon $r/2$.

L'injection sous forme d'ions moléculaires D_2^+ et le piégeage des ions D^+, issus des premiers, dans une bouteille magnétique est employé dans l'appareil américain « D C X » (*D*irect *C*urrent *E*xperiment)

(1) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 2, p. 96 et 151.
(2) J. CHARON, *Industries Atomiques*, 2, 1958, n° 7-8, p. 116-120.
(3) A. SIMON, *L'Age Nucléaire*, 2, 1958, n° 11, p. 229.

et dans l'appareil soviétique « Ogra ». Dans ce dernier la longueur est de 20 m, le diamètre de 1,4 m (1), la pression, très faible, obtenue par des pompes à titane doit être de l'ordre de 10^{-9} mm.

L'appareil D C X (2)(3) d'Oak Ridge développé par R. F. Post reçoit un courant de 300 microampères d'ions D_2^+ accélérés sous 600 000 volts. La pression est de 10^{-7} mm, le champ B_z est au milieu 10 000 gauss et 20 000 gauss sur les miroirs.

Dans les appareils DCX ou Ogra la décharge électrique est permanente, les ions D^+ se rencontrent sous des énergies suffisantes provenant de l'énergie cinétique initiale des ions D_2^+.

Au laboratoire Livermore de l'Université de Californie (4), dans le « Pyrotron » à miroirs magnétiques on fait croître le champ B_z jusqu'à 200 000 gauss pour comprimer magnétiquement le plasma (à environ 2 000 kgf/cm²) et ainsi l'échauffer.

XV-8. **Décharges annulaires.**

XV-8.1. **Décharges toriques simples.**

Les décharges rectilignes rencontrent des difficultés dues aux électrodes, difficultés que l'on évite par une structure du champ magnétique et une injection assez compliquées. On peut réaliser des décharges sans électrodes par induction dans le plasma. Dans le tore rempli de deutérium à faible pression, le cordon de plasma constitue la spire secondaire unique d'un transformateur. C'est une décharge de condensateurs qui passe dans quelques spires servant de primaire pour induire le courant dans le plasma. Le couplage primaire/anneau de plasma peut être à fer (fig. III-199-a) ou à air (fig. III-199-b). Dans ce dernier cas, on peut employer un aimant permanent pour guider le plasma (comme pour guider les électrons dans un bêtatron).

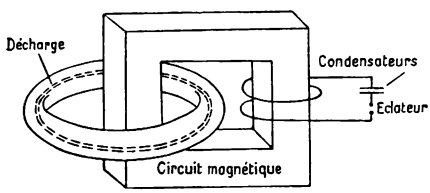


Fig. III—199 -a

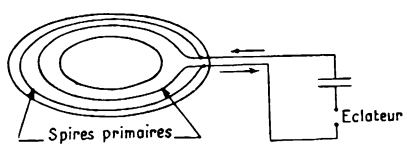


Fig. III—199 -b

(1) Brochure: *L'Energie atomique à des fins pacifiques*, éditée par l'U.R.S.S. pour l'Exposition de Genève 1958.

(2) Brochure: *Fusion*, 1958, éditée par les U.S.A. pour l'Exposition de Genève 1958.

(3) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 5, p. 123.

(4) J. HONSAKER, H. KARR, J. OSHER, J. PHILLIPS et J. TUCK, *Nature*, 181. 1958. p. 231.

Dans un des premiers appareils réalisés, à Los Alamos (U.S.A.), le Perhapsatron 53 (ou Probablatron) (1), le dispositif de la figure III-199-b était employé. Le primaire se composait de 4 spires en parallèle (pour diminuer le coefficient de self-induction), le couplage primaire-secondaire en plasma était augmenté par 17 circuits magnétiques plats normaux au tore. Une préexcitation HF sur 27 MHz amorçait une décharge permanente faible puis la décharge d'une batterie de condensateurs, d'une capacité de 4 μ F chargée à 15 000 volts provoquait l'élévation cherchée de la température du plasma de 10^6 à $6 \cdot 10^6$ °K.

En Europe de tels appareils ont été construits: en Grande-Bretagne, Zêta (*Z*ero *E*nergy *T*hermonuclear *A*ssembly) (2) et Spectre III (3), en France, T1 (4) (5).

La stabilité du plasma est assurée dans T1 et Zêta grâce à un champ axial créé par des spires bobinées autour du tube torique et grâce aux courants de Foucault qui se produiraient dans un blindage métallique en cas de mouvements du plasma. Dans Zêta, la décharge se confine à l'intérieur d'un tore de petit diamètre (20 cm à l'intérieur de la section de de 1 m de diamètre).

Dans le tore T1 installé au Centre d'Etudes Nucléaires de l'E.D.F. à Fontenay-aux-Roses, les différentes fonctions sont bien séparées. Le plasma est contenu dans un tore de verre autour duquel se trouve une enveloppe conductrice fendue. Les spires du bobinage inducteur chauffant le plasma par effet Joule sont parallèles au grand cercle équatorial du tore. Les spires créant le champ axial sont bobinées par dessus le blindage.

On trouvera quelques caractéristiques de ces appareils dans le tableau p. 699.

En U.R.S.S. une chambre toroïdale est installée à l'Institut d'Energie Atomique de l'Académie des Sciences, une autre appelée Alpha a un diamètre équatorial de 4,5 m et 1,5 m comme petit diamètre. Cette chambre, plus grande que Zêta, est probablement la plus grande réalisée actuellement. Dans les diverses chambres, c'est le blindage métallique du tore à paroi isolante ou le tore lui-même s'il est en métal, qui servent, par les courants de Foucault qui s'y produiraient, à éviter des instabilités du plasma, déjà confiné par le pinch effect et un champ magnétique axial.

(1) Voir note (4) de la page précédente.

(2) P. C. THONEMANN, E. P. BUTT, R. CARRUTHERS, A. N. DELLIS, D. W. FRY, A. GIBSON, G. N. HARDING, D. J. LEES, R. W. P. MC WHIRTER, R. S. PEASE, S. A. RAMSDEN, S. WARD, *Nature*, 181, 1958, p. 217.

(3) N. L. ALLEN, T. E. ALLIBONE, D. R. CHICK, R. F. HEMMINGS, T. P. HUGHES, S. KAUFMAN, B. S. LILEY, J. G. MACK, H. T. MILES, R. M. PAYNES, J. E. READ, A. A. WARE, J. A. WESSON, R. V. WILLIAMS, *Nature*, 118, 1958, p. 222.

(4) P. HUBERT, *L'Age Nucléaire*, 2, 1958, n° 10, p. 124.

(5) D. BRETON, J. CHARON, P. HUBERT, G. VENDRYES, J. YVON, *Comptes rendus de la Conférence de Venise sur l'ionisation dans les gaz*, p. 145-162, 1957.

Nom de l'appareil	Perhapsatron S3	Zêta	Spectre III	T1
Lieu	Los Alamos	Harwell	Aldermaston	Fontenay
Nation	U.S.A.	G.B.	G.B.	France
Petit diamètre (cm)	5,3	100	30	7,5
Diamètre équatorial (cm)	32	300	100	78
Energie de la décharge (KJ)	45	500	68	30
Courant maximum de la décharge (A)	$2 \cdot 10^5$	$1{,}87 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$8{,}2 \cdot 10^4$
Durée de la décharge (μ s)	20	4 000	400	50
Nombre de neutrons par décharge	10^4 à $2 \cdot 10^5$	$1{,}3 \cdot 10^6$	10^5	$<10^6$
Pression de remplissage (en mm Hg)	$3 \cdot 10^{-2}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$1{,}9 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
Température (°K) (approxim.)	1 à $6 \cdot 10^6$	$4{,}7 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$ à $3 \cdot 10^6$

XV-8.2. **Décharges dans un champ magnétique doué de torsion.**

Pour élever la température, il faut que le cordon de plasma dure le plus longtemps possible. Or le champ axial que l'on obtient en enroulant un conducteur autour du tube torique n'est pas uniforme. Les lignes de force sont plus serrées en A qu'en B et le champ y est plus intense, comme le théorème d'Ampère le montrerait. Il en résulte que le plasma diamagnétique tend à aller vers la paroi extérieure.

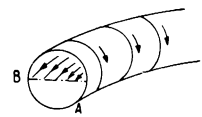


Fig. III-200

On a réussi cependant à réaliser le confinement de deux manières:

1° en tordant le tore en forme de 8 (découverte de Spitzer),

2° par addition de spires où le sens du courant est alterné.

Ces deux modifications produisent une torsion du spectre magnétique. A l'exception d'une ligne de force appelée axe magnétique, aucune ligne de force du champ produit par l'ensemble des bobinages ne se ferme sur elle-même. Si l'on suit dans le 8 une ligne de force magnétique, on constate qu'elle ne revient pas au point de départ mais tourne progressivement autour de l'axe magnétique.

Les Américains ont appelé Stellarators ces appareils où le champ magnétique possède une torsion (1).

A l'Université de Princeton se trouvent plusieurs stellarators en forme de 8 ou en forme de champ de course. Le stellarator B2, destiné à la recherche, possède un champ de confinement de 27 000 gauss. Le chauffage est assuré d'abord par effet Joule en déchargeant des condensateurs dans un transformateur T dont le plasma constitue la spire secondaire fermée sur elle-même; ensuite par « pompage magnétique » au moyen du transformateur T' qui reçoit au primaire des impulsions de fréquence très élevée. L'effet Joule seul donnerait environ 1 000 000 de degrés mais avec l'aide du pompage magnétique la température atteint environ 10^8 degrés.

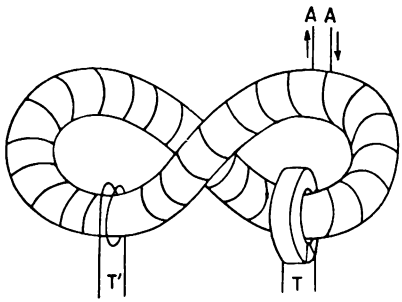


Fig. III-201

Un piège à impuretés ou déflecteur (divertor) muni d'un champ magnétique radial dévie latéralement les impuretés. Leur effet sur le refroidissement est ainsi limité au petit parcours dans ce déflecteur.

Dans les appareils où le plasma occupe un tube en forme de tore ou de champ de course, on assure la torsion en enroulant sur ce tube, en plus du bobinage simple donnant le champ axial, un second bobinage où le courant circule en sens inverse dans deux spires successives.

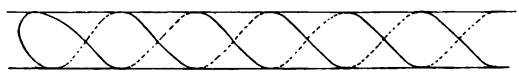


Fig. III-202
Mode de bobinage employé pour produire la torsion.

De nombreux autres dispositifs sont en cours d'étude ou de réalisation mais on n'en connaît encore que peu de détails. A Los Alamos se trouve l'appareil « Ixion » et au Laboratoire du Rayonnement de l'Université de Californie un appareil analogue. Ces appareils produisent un plasma tournant par action simultanée d'un champ magnétique et d'un champ électrique. Ce dernier ionise et crée un courant qui tourne sous l'action du champ magnétique et entraîne le plasma, tout comme le courant entraîne la roue de Barlow.

(1) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 5, p. 122.

A l'Université de Californie un magnétron ionique est à l'étude et l'appareil « Astron » est en construction. Ce dispositif injecte des électrons très rapides dans du deutérium placé dans un champ magnétique. Ils ionisent le gaz et le transforment en plasma. Le champ magnétique du faisceau d'électrons confinera le plasma et les électrons transfèreront leur énergie cinétique aux ions, ce qui élèvera leur température.

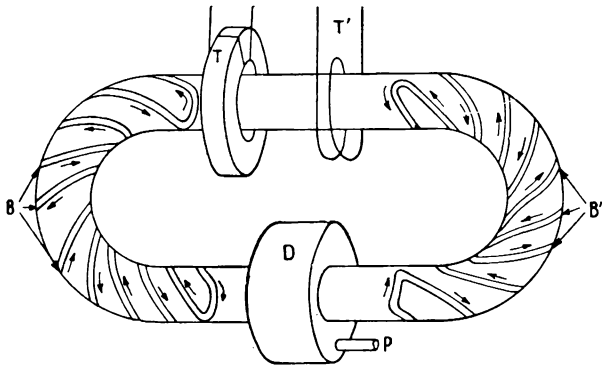


Fig. III-203

Stellarator en champ de course (1).

Le bobinage (autour du tube) créant le champ magnétique radial a été omis pour la clarté du dessin.

Les bobinages B et B' sont ceux créant la torsion.

Le déflecteur D comprend des bobines créant le champ radial qui retire la couche externe du plasma et divise ainsi par environ 5 la concentration des impuretés.

XV-9. **Résultats obtenus.**

Presque tous les appareils déjà réalisés pour l'étude expérimentale de la fusion thermonucléaire ont produit des rayons γ (de 300° à 400 keV p. ex.) et des neutrons comme nous l'avons mentionné ci-dessus. L'émission de neutrons ne suffit pas à prouver qu'il y a eu réaction thermonucléaire car ils peuvent se produire par accélération d'ions dans des champs électriques localement très élevés lorsqu'il y a instabilité. Un démenti a été donné par les Britanniques (2) à la nouvelle prématurée que les neutrons de Zêta étaient d'origine thermonucléaire et on ne sait pas encore avec certitude si l'un quelconque des nombreux dispositifs expérimentés a déjà produit des neutrons d'origine vraiment thermonucléaire.

(1) Comme le précédent, ce dessin a été fait d'après les schémas de la brochure *Fusion*, 1958, éditée par les U.S.A. pour la Conférence de Genève.

(2) *Nucleonics*, 16, 1958, n° 6, p. 19.

XV-10. Passage à l'utilisation industrielle de l'énergie thermonucléaire.

Supposons que l'on ait réussi à prouver que des réactions thermonucléaires se produisent réellement dans un des réacteurs expérimentaux précédents. Pour une utilisation industrielle, il faudra arriver tout d'abord à ce que cette énergie dépasse celle que l'on fournit pour créer, confiner et échauffer le plasma. Il faudra ensuite réussir à utiliser l'énergie thermonucléaire hors du réacteur.

Si l'émission de neutrons est importante, on pourra utiliser leur énergie cinétique en la tranformant en chaleur dans les parois du réacteur, cette chaleur pouvant comme chez les réacteurs à fission, fournir de l'électricité en produisant de la vapeur envoyée à un turboalternateur.

Mais la majeure partie de l'énergie thermonucléaire prévue par les réactions (1) à (4) (v. p. 685) se présente comme énergie cinétique de particules chargées. Il serait alors dommage de la transformer en énergie calorifique pour revenir finalement à de l'énergie électrique au prix d'un mauvais rendement et d'installations supplémentaires. Il est tentant de capter directement cette énergie cinétique en faisant travailler les ions contre les forces électromagnétiques crées par un courant circulant dans un bobinage extérieur (1) (2). Une telle transformation directe a bien été proposée (3) pour les réacteurs à fission où l'on créerait du plasma par une onde de choc produite par un passage rapide à l'état surcritique mais le problème paraît plus simple pour les futurs réacteurs à fusion qui possèdent déjà du plasma pour leur fonctionnement normal.

XV-11. Au-delà de la fusion du deutérium.

Il est certain que l'énergie thermonucléaire arrivera au stade industriel avant l'épuisement des combustibles fissiles, et couvrira pour longtemps les besoins énergétiques de l'humanité. Il est cependant naturel de se demander si dans un avenir assez lointain d'autres procédés que la fusion thermonucléaire du deutérium ne seront pas employés. En effet, à mesure que la concentration du deutérium dans les océans baissera, son extraction deviendra plus difficile.

On a proposé d'autres réactions thermonucléaires utilisant le lithium et l'hydrogène, par exemple:

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 17{,}3\ \mathrm{MeV}.$$

(1) R. F. Post, *Review of Modern Physics*, 28, 1956, p. 338-362.
(2) A. S. Bishop, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 9, p. 128.
(3) S. A. Colgate et R. L. Aamodt, *Nucleonics*, 15, 1957, n° 8, p. 50.

Mais l'énergie cinétique nécessaire pour amener au contact le noyau de Li et celui de H malgré la répulsion électrostatique est environ double de celle nécessaire pour les réactions D+D, autrement dit, la probabilité de la réaction ci-dessus est faible.

Il sera tentant dans l'avenir d'essayer d'utiliser l'hydrogène ordinaire dont la fusion thermonucléaire est la source de l'énergie des étoiles et de notre Soleil. Bethe a montré en 1938 que les réactions successives suivantes sont possibles (1):

$$
\begin{aligned}
{}_{1}^{1}\mathrm{H} + {}_{6}^{12}\mathrm{C} &\rightarrow {}_{7}^{13}\mathrm{N}^{*} \\
{}_{7}^{13}\mathrm{N}^{*} &\rightarrow {}_{6}^{13}\mathrm{C} + {}_{1}^{0}\mathrm{e}^{+} \\
{}_{6}^{13}\mathrm{C} + {}_{1}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}_{7}^{14}\mathrm{N} \\
{}_{7}^{14}\mathrm{N} + {}_{1}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}_{8}^{15}\mathrm{O}^{*} \\
{}_{8}^{15}\mathrm{O}^{*} &\rightarrow {}_{7}^{15}\mathrm{N} + {}_{1}^{0}\mathrm{e}^{+} \\
{}_{1}^{1}\mathrm{H} + {}_{7}^{15}\mathrm{N} &\rightarrow {}_{6}^{12}\mathrm{C} + {}_{2}^{4}\mathrm{He}
\end{aligned}
$$

Le carbone joue le rôle d'un catalyseur puisqu'on le retrouve finalement, aussi a-t-on appelé *cycle du carbone* cet ensemble de réactions.

Si l'on additionne tous les premiers et tous les seconds membres de ces réactions, on voit qu'en définitive le dégagement d'énergie équivaut à celui de la réaction fictive:

$$4\,{}_{1}^{1}\mathrm{H} \rightarrow {}_{2}^{4}\mathrm{He} + 2\,{}_{1}^{0}\mathrm{e}^{+}.$$

La diminution de masse est $4 \cdot 1{,}00759 - 4{,}00275 = 0{,}02761$ u.m.a. correspondant à 25,7 MeV ou encore à $1{,}73 \cdot 10^{8}$ kWh par kg d'hydrogène.

Un cycle plus simple, *le cycle de l'hydrogène*, est celui-ci:

$$
\begin{aligned}
{}_{1}^{1}\mathrm{H} + {}_{1}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}_{1}^{2}\mathrm{H} + {}_{1}^{0}\mathrm{e}^{+} \\
{}_{1}^{1}\mathrm{H} + {}_{1}^{2}\mathrm{H} &\rightarrow {}_{2}^{3}\mathrm{He} \\
{}_{2}^{3}\mathrm{He} + {}_{2}^{3}\mathrm{He} &\rightarrow {}_{2}^{4}\mathrm{He} + 2\,{}_{1}^{1}\mathrm{H}
\end{aligned}
$$

qui équivaut à:

$${}_{1}^{1}\mathrm{H} + {}_{2}^{3}\mathrm{He} \rightarrow {}_{2}^{4}\mathrm{He} + {}_{1}^{0}\mathrm{e}^{+}.$$

(1) Dans toutes ces réactions il s'agit des noyaux, les atomes étant, aux températures stellaires, complètement dépouillés de leur cortège électronique.

Bethe et Critchfield ont montré qu'un autre cycle est également possible faisant intervenir l'hélium au lieu du carbone:

$$
\begin{aligned}
{}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{0}_{1}\mathrm{e}^{+} \\
{}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} \\
{}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} &\rightarrow {}^{7}_{4}\mathrm{Be} \\
{}^{7}_{4}\mathrm{Be} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e} &\rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} \\
{}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} &\rightarrow 2.\ {}^{4}_{2}\mathrm{He}
\end{aligned}
$$

qui équivaut à:

$$4.\ {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{0}_{-1}\mathrm{e} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{0}_{1}\mathrm{e}^{+}.$$

A chaque seconde le Soleil perd, sous forme de rayonnement, 4 millions de tonnes à cause des réactions précédentes qui tranforment 4 protons en un noyau d'hélium. Une durée de 100 milliards d'années est assurée avant que la réserve solaire d'hydrogène soit épuisée. Si, dans l'avenir, on réussissait à utiliser de telles réactions thermonuléaires pour obtenir de l'énergie à partir de l'hydrogène et non du deutérium, le sacrifice de 1% de l'eau des océans donnerait 250 fois plus d'énergie que n'en peut donner le deutérium qu'elles contiennent et cela sans être obligé à l'extraction, actuellement très coûteuse de l'eau lourde.

Remarquons pour finir que dans toutes les réactions produisant de l'énergie nucléaire, qu'il s'agisse de fission ou de fusion la fraction de la masse transformée en énergie reste faible. Les énergies libérées sont d'environ

200 MeV pour la fission de $^{235}\mathrm{U}$,

3,6 MeV en moyenne pour la fusion D + D,

18,3 MeV pour la réaction : ${}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}$.

Comme l'unité de masse atomique correspond à 931 MeV, on voit que dans le cas le plus favorable, qui est celui de la dernière réaction, la perte relative de masse: $\Delta m/m = 18{,}3/931\ (3+2) = 0{,}00395$, n'atteint même pas 4 millièmes.

De la matière peut s'annihiler comme nous l'avons vu : un électron et un positon disparaissent en donnant une radiation γ, mais ce n'est pas une production pratique d'énergie car les masses en jeu sont très faibles, les positons difficiles à produire avec intensité et les rayons gamma trop incommodes. Si de nouvelles découvertes permettaient de transformer complèment la masse, non d'électrons mais de nucléons, en énergie facile à utiliser, électrique par exemple, le problème de la production d'énergie serait pour bien longtemps résolu.

CHAPITRE XVI

L'EFFORT ATOMIQUE FRANÇAIS

XVI-1. **Rappel historique.**

Il est bon de rappeler ici que la radioactivité naturelle a été découverte en France sur l'uranium par H. Becquerel (1) (1896). C'est à Paris, à l'Ecole de Physique Chimie que Mme Curie découvrit la radioactivité du thorium puis que Pierre et Marie Curie isolèrent le polonium (2) et le radium (3) (1898), ce qui permit d'étudier quantitativement les phénomènes radioactifs. A l'Institut du Radium les recherches furent poursuivies pendant des années sous la direction de Mme Curie jusqu'à sa mort (1934). Cette même année, Irène Curie et Frédéric Joliot y découvrirent la radioactivité artificielle (4). Après la découverte de la fission de l'uranium par Hahn et Strassmann (5), Joliot prévoit la production de neutrons de fission, puis avec ses élèves Halban et Kowarski montre qu'il y a multiplication du nombre de neutrons: un neutron provoquant une fission donne naissance à environ 2,5 nouveaux neutrons, d'où possibilité de réaction en chaîne. Le 1er mai 1940 un brevet est pris par le C.N.R.S. sous le n° 3 417 aux noms de Joliot, Halban et Kowarski sous le titre: *Perfectionnements apportés aux dispositifs de production d'énergie.* Ce brevet contient déjà le principe des réacteurs actuels et de leur contrôle par barres absorbantes.

F. Perrin publie (6) la première évaluation de la masse critique d'oxyde d'uranium nécessaire pour le démarrage d'une réaction en chaîne. Il trouve un rayon critique de 1,4 m et une masse de 40 tonnes et imagine déjà le réflecteur pour les diminuer.

Le rôle du modérateur et spécialement de l'eau lourde ayant été reconnu, Joliot fait venir de l'usine de Rjukan, quelques jours avant l'invasion

(1) H. Becquerel, *Comptes rendus Ac. Sc.*, 122, p. 420, 501, 1896.
(2) P. Curie et Mme M. Curie, *Comptes rendus*, 127, p. 175, 1898.
(3) P. Curie, Mme M. Curie et G. Bemont, *Comptes rendus*, 127, p. 1215, 1898.
(4) I. Curie et F. Joliot, *Comptes Rendus*, 198, p. 254 et 559, 1934.
(5) O. Hahn et F. Strassmann, *Naturwissenschaften*, 27, p. 89, 1939.
(6) F. Perrin, *Comptes Rendus Ac. Sc.*, 208, p. 1394, et 1573, 1939.

de la Norvège (1), le stock mondial d'eau lourde (165 litres). Devant l'invasion de la France, ce stock est emporté à Bordeaux puis apporté en Grande-Bretagne par Halban et Kowarski.

Sous l'occupation, les recherches françaises sont essentiellement des recherches de science pure. En 1945 un Commissariat à l'Energie Atomique (C.E.A.) rattaché directement à la Présidence du Conseil est créé par ordonnance du Général de Gaulle, Joliot-Curie est Haut-Commissaire de 1945 à 1950. Ces cinq premières années sont essentiellement des années de démarrage où presque tout était à créer. La première pile française ZOÉ diverge au Fort de Châtillon le 15 décembre 1948, mettant fin au monopole anglo-saxon des réacteurs atomiques. La recherche de minerais d'uranium est activement menée en France et outre-mer.

En 1950, Francis Perrin succède à Joliot-Curie. Des plans quinquennaux de développement des équipements nucléaires se suivent (1952–1957, 1957–1961). De nouveaux réacteurs se construisent pour la recherche, comme maquettes de réacteurs plus grands et aussi pour la production d'énergie électrique et de plutonium.

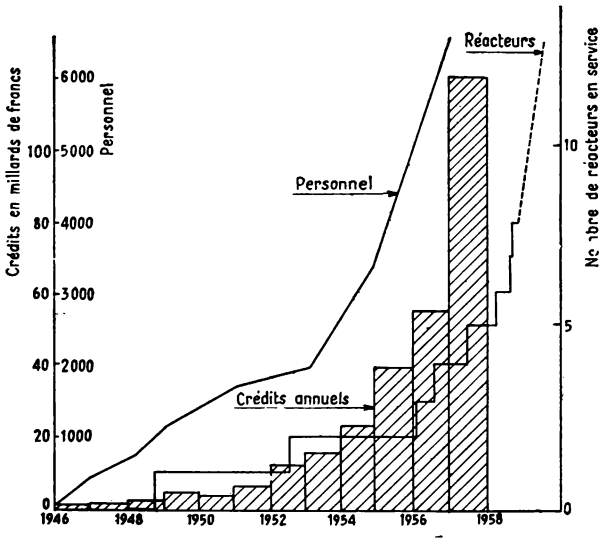


Fig. III-204

La France ne possédant pas avant 1959 d'usine de séparation d'isotopes en ordre de marche et ne recourant que le moins possible à des achats d'uranium enrichi en Grande-Bretagne ou aux Etats-Unis, les plans français

(1) Voir K. HAUKELID, *L'Epopée de l'eau lourde*, p. IX, X. Editions de « L'Elan », Paris, 1948.

se distinguent par l'emploi exclusif, au moins pour les réacteurs de puissance, d'uranium naturel comme combustible en attendant que les quantités de plutonium produites en France permettent d'utiliser celui-ci parallèlement à l'uranium.

Actuellement la production d'énergie nucléaire est entrée dans la phase industrielle.

La figure ci-dessus montre que, malgré la relative faiblesse des crédits dont le C.E.A. a disposé, son développement a été de plus en plus rapide. Si l'on portait en ordonnées la puissance de l'ensemble des réacteurs en service au lieu de leur nombre, la courbe de croissance serait si rapide qu'une échelle logarithmique serait nécessaire.

Nous allons donner quelques indications sur l'organisation et les installations françaises de production d'énergie nucléaire et de recherches nucléaires.

XVI-2. **Recherche et exploitation des minerais.**

Il a été créé au C.E.A. une Direction des Recherches et Exploitations Minières dont le budget de 1957 a atteint 10,7 milliards et dont le personnel dépasse 3 000 personnes dont 147 ingénieurs. Depuis 1945, la prospection des minerais d'uranium et de thorium a été organisée systématiquement en France et dans les pays d'outre-mer. Elle commence sous forme de prospection volante (le prospecteur, à pied ou en automobile, écoute les tops produits par les rayonnements γ des minerais dans un compteur de Geiger), puis continue sous forme systématique avec tracé des courbes isogammes(1) sur des cartes à grande échelle. Aujourd'hui la sensibilité des compteurs à scintillation permet la prospection rapide à partir d'un avion.

Des minerais contenant de 0,1% à 10% d'uranium sont considérés comme exploitables. Des gisements étaient connus dans le Morvan (autunite), d'autres ont été découverts notamment à Grury près d'Autun, dans le Forez à Limouzat, dans la Haute-Vienne à la Crouzille, en Vendée à l'Ecarpière. Des gisements très riches d'uranothorianite ont été trouvés à Madagascar.

Les réserves françaises exploitables dépassent 10 000 tonnes; les réserves probables sont comprises entre 50 000 et 100 000 tonnes d'uranium(2).

(1) Une courbe isogamme réunit sur la carte les points où le rayonnement a une intensité donnée.

(2) M. ROUBAULT, p. 43 du fascicule 1 de la Session d'Etudes sur l'Energie Nucléaire, I.N.S.T.N. Saclay, 1957.

La production d'uranium			
a été de:	300	tonnes	en 1957,
elle a atteint:	577	,,	en 1958,
	1 068	,,	en 1960,
on prévoit (1):	2 500	,,	en 1970,
	3 000	,,	en 1975.

XVI-3. **Traitements chimiques.**

Les minerais pauvres sont traités à Gueugnon (Saône-et-Loire), les minerais riches ou les solutions concentrées d'uranate de sodium à l'usine du Bouchet (Seine-et-Oise). Le traitement le plus récent consiste à broyer le minerai puis à faire une attaque acide. Grâce à des résines échangeuses d'ions, on arrive à extraire tout l'uranium. Une usine utilise ces procédés près de l'Ecarpière (Vendée).

Une usine d'extraction chimique du plutonium à partir de l'uranium usagé a été construite à Marcoule. A partir des combustibles retirés, après appauvrissement, des réacteurs de Marcoule G1, G2 et G3, cette usine produit des quantités importantes de plutonium. Le plutonium primitivement prévu pour servir de combustible dans des centrales électriques nucléaires, est actuellement réservé également à des utilisations militaires.

Une usine de séparation isotopique destinée à la fabrication de l'uranium enrichi en cours de réalisation à Pierrelatte sera terminée en 1962.

L'industrie française s'est adaptée aux besoins spéciaux de l'énergie nucléaire. Avec l'aide scientifique du C.E.A., Péchiney a mis au point la préparation du graphite de pureté nucléaire (moins de 10^{-7} de bore). Le bore 10 est préparé par la C.F.T.H. par distillation fractionnée du diméthyléthérate de BF_3. Du magnésium et de l'aluminium spécialement purs peuvent être obtenus en France.

XVI-4. **Les piles de recherche en France.**

XVI-4.1. **ZOÉ et EL1.**

La première pile réalisée en France fut aussi la première du continent européen. C'est la pile ZOÉ (puissance *Z*éro, *O*xyde d'uranium, *E*au lourde) prévue initialement pour 5 kW thermiques et installée à Fontenay-aux-Roses. Le combustible était de l'oxyde d'uranium comprimé en pastilles empilées dans des gaines d'aluminium de 1,8 m de haut et 7 cm de diamètre. Les 69 barres ainsi constituées, réparties en un réseau

(1) H. Baïssas, p. 19, *ibid*.

hexagonal centré au pas de 186 mm, plongeaient dans une cuve d'aluminium de 1,81 m de diamètre et 2,35 m de haut remplie d'eau lourde.

Un réflecteur en graphite de 0,9 m d'épaisseur entourait la cuve, l'intervalle cuve/réflecteur permettait le passage d'air pur pour assurer le refroidissement.

La protection du personnel était assurée essentiellement par un mur de béton armé de 1,5 m d'épaisseur.

Le contrôle de ZOÉ était assuré par trois plaques de réglage en cadmium absorbant respectivement 400, 400 et 140 p.c.m. En outre 4 barres de sécurité en cadmium pouvaient absorber chacune 2 000 p.c.m.

Huit canaux permettaient d'introduire près de la cuve les produits à irradier, un autre canal situé dans l'axe de la cuve plongeait dans l'eau lourde.

ZOÉ a été très améliorée en 1952 et 1953. Cette pile nouveau style, appelée P1, puis EL1, a une puissance thermique de 150 kW, cette augmentation de puissance a été rendue possible en substituant à l'oxyde UO_2 de l'uranium métallique (qui eut été difficile à obtenir en 1948), ce qui fait passer le «Laplacien matière» B_m^2 de 6,5 m^{-2} à 9 m^{-2} et en faisant décrire à l'eau lourde du modérateur un circuit fermé où de l'eau ordinaire la refroidit dans un échangeur. Le température dans l'axe de la barre centrale atteint 73°C, le débit de l'eau lourde est 9,5 m^3/h. Les radiations décomposant l'eau (p. 491 à 493), un dispositif de recombinaison du mélange D_2, O_2 par catalyse sur de l'aluminium palladié a été introduit.

Le mur de béton de protection a été épaissi (2 mètres) et les autres protections renforcées.

EL1 a une puissance thermique de 150 kW tandis que celle de ZOÉ était de 3 kW, le flux de neutrons au centre de la cuve est de 10^{12} $n/cm^2 \cdot s$ au lieu de $3 \cdot 10^{10}$ $n/cm^2 \cdot s$.

XVI-4.2. **EL2 (planche XIV).**

A Saclay a été construite la première pile à refroidissement par gaz comprimé réalisée dans le monde. Cette pile appelée P2, puis EL2, a divergé le 21 octobre 1952 et a atteint en 1959 une puissance de 3 000 kW thermiques. Le flux de neutrons atteint 10^{13} n/cm^2s. La pile sert essentiellement à la production des radioisotopes (1), à l'étude du comportement des matériaux sous rayonnement et elle a permis d'utiles mesures de sections efficaces de diffusion et de ralentissement en vue de la construction de réacteurs de puissance.

Le combustible est constitué par 3 tonnes d'uranium naturel en 136

(1) L. KOWARSKI, *Nucleonics*, 12, 1954, n° 8, p. 84.

barres de 2,15 m de long réparties suivant un réseau hexagonal au pas de 151 mm. Le modérateur est de l'eau lourde (5,7 tonnes) contenue dans une cuve cylindrique d'aluminium de 2 m de diamètre et de 2,5 m de hauteur. Le réflecteur entoure cette cuve latéralement et par en dessous. Il est en graphite de 0,9 m d'épaisseur.

Le réfrigérant fut d'abord de l'azote, il est maintenant du gaz carbonique sous 8 hpz, son débit est d'environ 70 tonnes/heure. Le gaz circule autour des barreaux d'uranium puis est refroidi par de l'eau dans trois échangeurs dont l'un sert au chauffage du laboratoire en hiver, un autre à évacuer la chaleur produite dans la pile, le dernier à évacuer la chaleur dégagée dans le gaz par les soufflantes qui y dépensent une puissance d'environ 800 kW. Le réflecteur et les écrans sont refroidis par de l'air évacué par une cheminée.

Les renseignements qu'a fourni le fonctionnement de EL2 ont été précieux pour la réalisation de G1 et de G2 à Marcoule.

XVI-4.3. **Aquilon (planche XVI).**

L'équipement de la France en piles de recherches s'est poursuivi par la mise en service d'« Aquilon » qui a divergé pour la première fois le 11 août 1956. C'est encore une pile à uranium naturel, à eau lourde comme modérateur et graphite comme réflecteur (1). Il est destiné à des études de réseaux. Etant donné la faible puissance (100 watts) de ce réacteur, il n'y a pas de dispositif de refroidissement.

XVI-4.4. **EL3 (planche XV).**

Saclay dispose maintenant d'une pile de recherches à haut flux, EL3 (2) (3). Le flux de neutrons thermiques en son centre s'élève à 10^{14} n/cm^2·s. Le combustible réparti en barres verticales est de l'uranium enrichi à 1,4%. Le modérateur est de l'eau lourde servant en même temps de réfrigérant. Celle-ci est refroidie dans un échangeur par de l'eau légère. Il y a un premier réflecteur en eau lourde et un second en graphite. Celui-ci et la protection en béton sont refroidis par de l'air. La sécurité est assurée par 3 barres qui peuvent être introduites en 0,2 s. Il y a en outre 6 barres de compensation et 2 barres de réglage.

Cette pile possède de grandes facilités expérimentales. On peut amener des produits à irradier jusque dans le coeur par un grand canal central

(1) Description dans l'article de Y. GIRARD, J.-C. KOECHLIN, J. M. MOREAU, *Ind. Atom.*, 1, n° 9-10 1957, p. 47.

(2) Description dans le *Rapport annuel* 1956 *du C.E.A.*, p. 72.

(3) *La Pile EL3*, ouvrage rédigé sous la direction de J. HANZELIN, édit. C.E.A., diffusé par les Presses Univ. de France, 1958.

vertical de 20 cm de diamètre et par quatre cellules expérimentales verticales. En outre douze canaux radiaux horizontaux et huit verticaux pénètrent jusqu'au réflecteur en eau lourde, d'autres canaux pénètrent dans le réflecteur en graphite.

EL3 sert à produire des radioéléments par irradiation aux neutrons, à étudier les effets des rayonnements sur les matériaux destinés aux réacteurs, en particulier sur les barres d'uranium et les gaines, sur les matières plastiques et à étudier la stérilisation des aliments.

XVI-4.5. **Autres piles de recherche françaises.**

Le Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay dispose en outre de *Proserpine* qui a l'originalité d'être un réacteur homogène (p. 443 à 445), d'*Alizé*, pile de faible puissance à uranium enrichi et eau légère comme modérateur, destinée à des études de réseaux, et de *Rubéole*, pile de faible puissance à uranium enrichi utilisant l'oxyde de beryllium comme modérateur.

En plus de EL2, le Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses (ex-Châtillon) dispose depuis 1959 de deux piles piscines dénommées *Triton* et *Minerve*. Triton est destiné à des études de protections. Minerve est destinée à l'enseignement et à la recherche, en particulier à la détermination de la pureté des matériaux de construction nucléaire.

Les trois piles piscines Triton, Minerve, Mélusine (à Grenoble) emploient de l'uranium enrichi à 20%.

Rappelons ici (v. pages 671 et 674) que le C.E.A. fournit aux laboratoires et à l'industrie française les radioisotopes et les molécules marquées dont ils ont besoin et qu'il produit par irradiation aux neutrons dans EL1 (Zoé) et EL3.

XVI-5. **Les réacteurs de puissance français** [1].

XVI-5.1. **Le réacteur plutonigène G1.**

En 1952 commence l'application du premier plan quinquennal du C.E.A.; celui-ci prévoit la construction de réacteurs de puissance. Le premier a divergé vingt mois après le début de sa construction (7 janv. 1956.) C'est G1, réacteur plutonigène de Marcoule. Mettant à profit l'expérience acquise à Saclay avec EL2, G1 est aussi à uranium naturel et refroidi par air en circuit ouvert. Cependant le modérateur n'est plus de l'eau lourde mais du graphite, car l'investissement en eau lourde eut été beaucoup trop coûteux.

(1) D'autres détails sont donnés dans l'article de J. YVON, *Journ. de Phys. Radium*, 18, 549, 1957.

Le coeur de G1 a la forme d'un prisme octogonal d'axe horizontal, de 8 m de long et 4 m de rayon. Il est coupé en deux normalement à son axe par une fente de 8 cm de large servant à faire entrer l'air de refroidissement. Les 2674 cartouches d'uranium sont horizontales, ce qui limite les efforts qu'elles subissent. Leur longueur est de 3,8 m, elles sont constituées de petits barreaux de 10 cm de long et de 26 mm de diamètre. Chaque moitié du coeur est percée de 1337 canaux de 70 mm de diamètre pour les cartouches d'uranium. Les gaines sont en magnésium.

L'air de refroidissement est capté à 25 m au-dessus du sol, filtré, traverse les soufflantes, est lavé et réfrigéré puis entre dans le coeur par un tore ceinturant la fente médiane de 8 cm et est évacué dans l'atmosphère au sommet d'une cheminée de 100 m de haut en béton précontraint. Un épurateur va être installé qui enlèvera les traces de radioactivité de cet air. L'écran de protection biologique est en béton de 2,5 m d'épaisseur.

Le flux maximum prévu est de $5{,}5 \cdot 10^{12}$ n/cm$^2 \cdot$ s. La puissance thermique est voisine de 40 MW. De cette puissance une petite centrale électrique récupère 5000 kW (mais 8000 kW sont nécessaires pour le fonctionnement de G1, essentiellement pour les soufflantes). Des dispositifs automatiques permettent de dégainer les cartouches d'uranium ayant subi une irradiation suffisante. Le combustible retiré est placé dans des paniers en acier inoxydable qui sont envoyés à l'usine d'extraction du plutonium dans des camions blindés de plomb.

XVI-5.2. **Les centrales électriques plutonigènes G2 et G3.**

Le réacteur G2 a divergé le 21 juillet 1958 et G3 le 8 juin 1959. Ces deux réacteurs identiques produisent à la fois du plutonium et de l'énergie électrique, la puissance thermique de G2 ou G3 est de 200 MW.

Le combustible est constitué par 120 tonnes d'uranium naturel réparties en 1 200 canaux horizontaux. Chaque canal contient 28 cartouches d'uranium de 300 mm de long et 28 mm de diamètre, valeur choisie très voisine de celle donnant la valeur maxima du laplacien matière B_m. Chaque cartouche est un barreau gainé par un alliage de magnésium à 0,7% de zirconium qui résiste bien à la corrosion, il est muni de 4 grandes ailettes (deux le maintiennent dans le canal) et de 12 plus petites (1).

Le modérateur est constitué par 1 200 tonnes de graphite de densité 1 700 kg/m^3, le réflecteur épais de 90 cm est également en graphite.

Comme EL2 (et comme les réacteurs de Calder Hall postérieurs à EL2), G2 et G3 sont refroidis par du gaz carbonique sous pression. Celle-ci

(1) Une étude détaillée de G2 et G3 se trouve dans le Bulletin d'Information Scientifique et Technique du C.E.A., n° 20, août 1958.

atteint 15 kgf/cm², le débit dans le coeur est de 840 kg/s, la température du gaz à la sortie du coeur ne dépasse pas 350°C. En outre, un circuit secondaire de gaz carbonique (débit 500 kg/s) évacue 1 850 kW et assure ainsi le refroidissement des structures et du caisson.

Une originalité de G2 et G3 est que le caisson d'acier si fréquent aux U.S.A. et en Grande-Bretagne a été remplacé par un caisson en béton précontraint servant en même temps d'écran biologique. Ce caisson est épais de 3 m, le caisson et son radier ont nécessité 21 000 m³ de béton, 300 tonnes d'armatures en acier ordinaire. Le béton du caisson est précontraint par 760 tonnes (5 000 km) de fils d'acier de 5 mm de diamètre. Ce caisson est doublé intérieurement par 3 cm d'acier pour assurer l'étanchéité car il supporte intérieurement la pression (15 kgf/cm²) du gaz carbonique.

Il y a 4 échangeurs de 30 m de haut qui alimentent en vapeur haute pression (10 kgf/cm² à 334°C) et basse pression (2 kgf/cm² à 171°C) un turbo-alternateur de 40 MW à arbre horizontal.

Le contrôle du réacteur est assuré par 44 barres de compensation et 2 barres de pilotage au carbure de bore.

Grâce à un sas étanche, le chargement ou le déchargement du combustible se font horizontalement sans arrêter le réacteur. Les cartouches irradiées retirées du réacteur sont ensuite évacuées par gravité, enfermées dans des containers d'aluminium qui sont ensuite sertis puis immergés sous 4 m d'eau en attendant le dégaînage.

Les trois piles de Marcoule ont ensemble une puissance électrique de 67 MW, ce qui constitue 0,5% de la production totale de l'E.D.F.

XVI-5.3. **La centrale électronucléaire de Chinon.**

G2 et G3 sont les premiers réacteurs français servant de centrale électrique mais ils sont en même temps destinés à la production du plutonium.

Les réacteurs de puissance suivants E.D.F.1, E.D.F.2, E.D.F.3 également réalisés avec l'uranium naturel comme combustible, le graphite comme modérateur, le gaz carbonique comme réfrigérant, constitueront la centrale électronucléaire construite près de Chinon au bord de la Loire.

EDF 1

Ce réacteur aura une puissance thermique de 300 MW, une puissance électrique de 68 MW. Le combustible est constitué par 140 t d'uranium naturel, le modérateur par 1200 t de graphite, le réfrigérant par 50 t de gaz carbonique à 27 kgf/cm² entrant à 145°C et sortant à 355°C.

Pour recueillir de nouveaux renseignements pour des centrales nucléaires ultérieures, E.D.F. 1 diffère sur bien des points de G2 et G3 tout en pro-

fitant de l'expérience acquise au moyen de ces deux centrales. Le réacteur de E.D.F.1 est vertical et non horizontal comme G1 et G2. Le coeur a la forme d'un cylindre de 8,3 m de diamètre et 9 m de haut. Il comprend 1148 cellules réparties en trois zones au pas carré de 196 et 224 mm. Les canaux, verticaux, ont des diamètres de 80 et 84 mm, ils contiennent des cartouches d'uranium naturel, placées les unes sur les autres, gainées de magnésium et munies d'ailettes longitudinales. La densité plus grande du combustible au centre du coeur (gavage) aplatit la courbe (Φ, r) sur un rayon de 1,8 m.

Le coeur est entouré d'un réflecteur en graphite épais de 60 cm. Il est refroidi par du CO_2 arrivant par le bas, dont le débit est 1355 kg/s. La puissance consommée par les soufflantes est 9 MW.

Le coeur et le réflecteur sont enfermés dans un caisson en acier. Ce caisson a une partie cylindrique de 13,4 m de haut, 10 m de diamètre et 107 mm d'épaisseur. Cette partie cylindrique est terminée par deux calottes hémisphériques épaisses de 54 et 59 mm.

La protection biologique est assurée autour de ce caisson par 1 m d'eau et 2,7 m de béton. L'ensemble du réacteur et des échangeurs est contenu dans une énorme sphère d'acier, comme c'est le cas de nombreux réacteurs (Dresden aux U.S.A., par exemple). Cette sphère a 54 m de diamètre.

Le CO_2 chaud donne sa chaleur dans un échangeur générateur de vapeur formé de 120 éléments identiques. Chaque élément comprend en série un économiseur, un vaporisateur, un surchauffeur pour basse et haute pression. L'économiseur BP est traversé par l'eau alimentant l'économiseur HP.

La vapeur alimente un turboalternateur de puissance maxima 82 MW. La turbine, à action, comprend un corps haute et moyenne pression et un corps basse pression.

La manutention des cartouches d'uranium se fera sans arrêter le réacteur, aussi bien au chargement qu'au déchargement grâce à un système de vannes isolant le canal à décharger ou recharger. Pour le détail du dispositif voir l'exposé de M. Roux (1).

EDF 2

Le réacteur EDF 2, comme EDF 1 et G2, G3 suit la filière: combustible uranium naturel, modérateur graphite, réfrigérant gaz carbonique sous pression. Cependant EDF 2 diffère de EDF 1 sur de nombreux points

(1) J. P. Roux, *La centrale nucléaire E.D.F. 1 de Chinon*, Société des ingénieurs civils de France, 24 mai 1957.

XVI-6. **Tableau des réacteurs de France.**

Nom	Lieu	But	Combust.	Modér.	Réflect.	Réfrig.	Flux $n/cm^2 \cdot s$	Puissance MW (th)	Puissance MW (él)
		Piles de recherches							
ZOÉ	Fontenay	polyvalente	U nat. 1,9 t	D_2O	C	D_2O	10^{12}	0,15	
EL2	Saclay	,,	U nat. 3 t	,,		CO_2	10^{13}	2,5	
EL3	,,	essais à haut flux	U enr. 1,4%	,,	D_2O & C	D_2O	10^{14}	17	
Mélusine	Grenoble	pile piscine polyvalente	U enr. 20%	H_2O		H_2O	10^{13}	2	
Triton	Fontenay	,,	U enr. 20%	,,		,,	10^{13}	2	
Minerve	,,	études de réactivité	U enr.	H_2O		H_2O	10^{11}	10^{-6}	
Aquilon	Saclay	étude de réseaux	U nat.	D_2O	C	aucun	10^{9}	10^{-4}	
Proserpine	,,	réacteur homogène	Pu(sulf.)	H_2O	BeO	aucun	$5 \cdot 10^{7}$	10^{-6}	
Alizé	,,	étude de réseaux	U enr.	H_2O			$5 \cdot 10^{7}$		
Rubéole	,,		U enr. 20%	BeO		,,			
Ulysse	,,	enseignement	U enr. 90%	H_2O	C	H_2O	$1{,}4 \cdot 10^{12}$	0,1	
Peggy	Cadarache	maquette Pégase	U enr. 20%	H_2O				10^{-4}	
		Piles de puissance							
G1	Marcoule	production Pu	U nat. 100 t	C	C	air	$5 \cdot 10^{12}$	40	5
G2	,,	,, et centrale	,,	C	C	CO_2	$2{,}5 \cdot 10^{13}$	200	35
G3	,,	,, ,,	,,	C	C	CO_2	$2{,}5 \cdot 10^{13}$	200	35
EDF 1	Avoine	centrale et Pu	,,	C	C	CO_2	$3 \cdot 10^{13}$	300	68
EDF 2	,,	,, ,,	,,	,,	,,	,,	,,	791	200
EDF 3	,,	,, ,,	,,	,,	,,	,,	,,		400
SENA	Chooz	centrale	U enr. 3%	H_2O	H_2O	H_2O ou D_2O		825	242
Réacteur marin	Cadarache	propulsion sous-marine	U enr.	D_2O		D_2O			
		Piles en construction							
Pégase	Cadarache	pile piscine essai de combustible	,,	BeO		H_2O, gaz	$1{,}5 \cdot 10^{11}$	30	
Rapsodie	,,	étude de breeders	U enr. & Pu			Na		10	
Siloé	Grenoble	pile piscine	U enr.	H_2O		H_2O	$8 \cdot 10^{13}$	10	
EL4	Monts d'Arrée	centrale	U nat.	D_2O		CO_2			

importants(1), les uns dus à la plus forte puissance, les autres à l'expérience acquise sur d'autres réacteurs.

1) puissance électrique presque triple: 198 MW obtenus à partir de 791 MW thermiques grâce à deux groupes turboalternateurs de 125 MW au lieu d'un seul. A cet effet le coeur contient 250 t d'uranium naturel, réparties entre 2304 cellules de 135 mm de diamètre disposées en réseau hexagonal. L'uranium est sous forme de tubes, les gaines ont des ailettes hélicoïdales et non longitudinales comme chez EDF 1.

Le débit de vapeur HP est d'environ 191 kg/s à 340°C et celui de vapeur BP 104 kg/s à 340°C. Le condenseur est refroidi par 33 300 m^3/h.

2) caisson sphérique en acier de 18,3 m de diamètre, épais de 95 mm et non caisson cylindrique,

3) pas d'écran d'eau pour la protection mais seulement 3 mètres de béton,

4) 110 barres de contrôle au lieu de 60,

5) le refroidissement de EDF 2 a lieu par quatre boucles indépendantes comprenant chacune un échangeur à 24 éléments et une moto soufflante alors qu'EDF 1 ne possède qu'une seule boucle avec un échangeur à 120 éléments. La masse du réfrigérant atteint 120 t de CO_2 sous un débit de 4350 kg/s, les soufflantes absorbant 24 MW,

6) tandis qu'EDF 1 ne peut être chargé que réacteur arrêté, EDF 2 peut être chargé en marche sous pression par les 85 trous de chargement disposés à la partie supérieure.

Il est prévu par l'Electricité de France en liaison avec le C.E.A. un programme de construction de centrales nucléaires dont la puissance totale installée fin 1965 sera de 850 MW. Les centrales nucléaires donneront alors 5 milliards de kWh par an sur une production totale française de 100 milliards de kWh annuels. En 1975 les centrales atomiques devraient fournir 50 milliards de kWh sur une production totale de 200 milliards de kWh. Dans un avenir plus lointain le rôle des centrales nucléaires augmentera encore et l'effort financier d'investissement devra être considérable.

XVI-7. **L'équipement français pour la recherche nucléaire.**

Les recherches nucléaires d'abord limitées presque uniquement à l'Institut du Radium puis au Collège de France se sont étendues ensuite à certains laboratoires: du C.N.R.S., de quelques universités et de certaines

(1) Voir pour plus de détails les deux brochures «La centrale nucléaire de Chinon, première tranche EDF 1» et «La centrale nucléaire de Chinon, deuxième tranche EDF 2,» éditées par la Région thermique nucléaire n° 1 de l'E.D.F.

grandes écoles. Une impulsion considérable leur a été donnée par le C.E.A. dont le rôle est multiple:

Il a construit les premiers grands instruments de recherche (piles EL1, EL2, accélérateurs) et a développé la recherche fondamentale dans ses propres laboratoires.

Il guide l'industrie française pour la mettre à même de produire les matériaux nucléaires nécessaires à la production de l'énergie atomique sur une grande échelle.

Il donne un puissant élan à l'enseignement nucléaire grâce à l'I.N.S.T.N. de Saclay.

XVI-7.1. Les centres de recherches nucléaires du C.E.A.

Le C.E.A. accorde des subventions à certains laboratoires, par exemple dépendant des universités, mais surtout il dispose de quatre centres d'Etudes Nucléaires remarquablement et puissamment équipés.

Ces centres sont dans l'ordre de leur création, les centres d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, de Saclay, de Grenoble et de Cadarache.

XVI-7.1.1. ***Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.*** — A la Libération, des laboratoires furent installés dans l'ancien fort de Châtillon. C'est la reconstruction et l'extension considérable de ces laboratoires qui a donné naissance au C.E.N. de Fontenay-aux-Roses.

La première pile française ZOÉ (ou EL1) y fonctionne toujours. Ce centre possède en outre deux nouvelles piles piscines: Triton de 1,2 MW qui sert à des études de protection et Minerve pour la mesure des sections efficaces des combustibles irradiés dans des piles à haut flux.

C'est également à Fontenay-aux-Roses qu'ont lieu les premières recherches françaises sur les plasmas en vue de réaliser la fusion thermonucléaire. Des recherches sur la chimie et la métallurgie du plutonium, sur les traitements des minerais, sur le comportement des métaux fondus comme fluide caloporteur y sont poursuivies.

XVI-7.1.2. ***Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.*** — Ce centre est le plus important des C.E.N. En 1960 l'effectif de son personnel était voisin de 4000 personnes réparties dans ses laboratoires et autour des grands appareils. Ces grands appareils sont, d'une part les piles, de l'autre les accélérateurs.

Outre les trois piles déjà décrites EL2 (p. 709 et planche XIV), EL3 pile à haut flux (p. 710 et planche XV), Aquilon (p. 710 et planche XVI), le C.E.N. de Saclay dispose encore de quatre autres piles: Alizé, Rubéole, Ulysse et Proserpine (voir tableau page 715).

Les grands accélérateurs de Saclay sont un Van de Graaff de 5,2 MeV (planche III), un cyclotron de 25 MeV en deutons (160 MeV pour O^{++++++}) (planche VII), un accélérateur linéaire d'électrons de 28 MeV (planche XII) et le synchrotron « Saturne » (voir planches IV, V, et VI).

Signalons que l'accélérateur linéaire d'électrons de 28 MeV installé à Saclay fournit un faisceau de 85 μA en moyenne et 85 mA en crête. Ce faisceau tombant sur une cible d'uranium donne environ $5 \cdot 10^{14}$ n/s, ce qui est la source de neutrons la plus puissante du monde (1).

Voici quelques détails sur le fonctionnement de « Saturne » (2).

Les particules (protons) sont préaccélérées par un générateur de Van de Graaff qui leur communique une énergie de 3,6 MeV. Elles sont alors injectées par impulsions (de 100 à 200 microsecondes correspondant à un courant de 2,5 m A) dans l'enceinte évacuée du synchrotron. Cette enceinte suit le tracé ovale habituel en forme de champ de course, le rayon de courbure des 4 quadrants étant 8,42 m. Son périmètre est 68,9 m, sa section 10,6 × 40 cm, son volume 7 m^3. Il y règne une pression de 5.10^{-6} mm Hg obtenue par 12 groupes de pompage.

Une particule gagne 1160 eV à chaque tour en traversant une cavité résonnante. Celle-ci est accordée sur l'harmonique 2 d'une tension HF dont la fréquence F croît linéairement avec le temps de 0,76 MHz pour $B_{\text{initial}} = 326$ gauss à 8,4 MHz pour $B_{\text{maximum}} = 14\,000$ gauss. Cette variation de F est considérable puisque 8,4/0,76 = 12, cependant on parvient à maintenir la cavité constamment à la résonance sur $2F$ grâce à un condensateur variable et à la polarisation (par une bobine auxiliaire) du noyau de ferrite de la cavité. Une particule décrit environ 3 millions de révolutions, gagne de l'énergie à chaque tour, jusqu'à une énergie cinétique finale de 2,7 GeV.

Malgré cette croissance de leur énergie, les particules sont maintenues sur l'orbite ovale par le champ d'induction variable B des électroaimants, placés dans les 4 quadrants, dont l'ensemble pèse 1200 tonnes. La tension d'alimentation est, à vide, de 6600 volts. Le courant d'aimantation croît de 0 à 4450 ampères en 0,9 à 1 seconde et redescend dans le même temps. Ceci produit la croissance de B depuis 326 gauss (rémanence du fer) à 14 000 gauss puis son retour à 326 gauss. L'indice $n = -\dfrac{\partial B/B_0}{\partial r/r_0}$ est 0,6.

Le programme des recherches avec Saturne comprend, entre autres, l'étude de la formation de mésons π, d'hypérons et de mésons K par bombardement d'hydrogène liquide avec des protons. Plus l'énergie de ceux-ci

(1) LEBOUTET, PICARD et VASTEL, *Onde Electrique*, 37, p. 28, 1957.
(2) Numéro spécial de l'*Onde Electrique*, 39, p. 425-634, juin 1959.

croît, plus le nombre de réactions possibles et le nombre de particules créées augmentent.

Les recherches effectuées dans les laboratoires du C.E.A. et en particulier à Saclay ont nécessité une organisation à la fois complexe et assez souple. En particulier il faut mentionner:

Le Département des Etudes de piles qui rassemble les données sur les piles, effectue des expériences fondamentales ou appliquées dans les domaines intéressant la physique du solide, la résonance magnétique et plus généralement la technologie des piles, prépare les projets de piles, conseille les industriels, etc.

Le Département de métallurgie et de Chimie appliquée, comprend lui aussi plusieurs services spécialisés: pour la chimie du solide, des réfractaires, des métaux.

Le Département de Physico-Chimie étudie la séparation industrielle des isotopes, la préparation des modérateurs, effectue des recherches fondamentales, et appliquées, spécialement avec les radioéléments.

Le Département de Chimie s'occupe, entre autres, de la production des radioéléments et de la synthèse des molécules marquées, du traitement chimique des minerais et du plutonium.

Le Département d'Electronique étudie et fournit les appareils électroniques nécessaires à tous les services du C.E.A. Outre les appareils déjà classiques tels que les compteurs, les amplificateurs, sélecteurs etc., ce service s'occupe actuellement des nouveaux détecteurs de rayonnement à semiconducteurs.

Se trouvent également à Saclay, le Service de Biologie, le Service d'Hygiène Atomique et de Radiopathologie, le Service de Contrôle des Radiations et du Génie Radioactif; le Service de Documentation dispose de la bibliothèque du C.E.S. de Saclay, diffuse les renseignements utiles, édite le Bulletin d'Information Scientifique et Technique du C.E.A. ainsi que les rapports, cours et conférences.

XVI-7.1.3. ***Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble.*** — Le centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble dispose d'une première pile piscine, *Mélusine*, qui fonctionne depuis le 1er juillet 1958(1). Mélusine emploie comme combustible un alliage de 55% d'aluminium et 45% d'uranium enrichi à 20%. Cet alliage est employé sous forme de plaques gainées d'aluminium. Le flux neutronique se monte à 10^{13} neutrons thermiques/$cm^2 \cdot s$ et autant de neutrons rapides. La puissance atteignant 1,2 MW, l'eau épurée qui sert de modérateur est réfrigérée dans un échangeur dont le circuit secondaire est de l'eau de rivière.

(1) B. FABRE et F. ROSSILLON, *Industries Atomiques*, n° 1-2, 1959, p. 1.

Cinq canaux radiaux permettent d'accéder au voisinage du coeur ou de faire sortir des faisceaux de neutrons mais la plupart des irradiations s'effectuent dans des enceintes étanches appropriées, immergées à partir de la surface de la piscine.

De nombreuses recherches sont en cours au C.E.N.G. dans les directions principales suivantes(1):

Physico-chimie, spécialement sur l'action de l'hydrogène et du méthane sur les métaux et le graphite; étude des carbures d'uranium.

Physique du solide, spécialement étude de l'effet des irradiations sur les propriétés magnétiques et électriques (métaux et alliages ferromagnétiques, ferrites).

Diffraction neutronique : applications des radioéléments artificiels.

Radiochimie des dérivés du pétrole (en liaison avec l'Institut Francais du Pétrole).

Echanges thermiques (étude de différents fluides caloporteurs).

Recherches biologiques, etc.

Une seconde pile piscine de 10 MW, Siloé, permettant des études à haut flux (10^{14} n/cm^{2}s) a été commencée en 1961.

XVI-7.1.4. ***Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache.*** — Ce centre a été créé fin 1959 au confluent du Verdon et de la Durance.

Les premiers réacteurs y sont en cours d'installation et seront achevés en 1964. Les plus importants sont:

Pégase, réacteur de 15 MW à l'uranium enrichi qui servira à tester les barres d'uranium pour les centrales électronucléaires françaises refroidies par gaz. Peggy, maquette de Pégase, fonctionne déjà depuis Février 1962.

Rapsodie, réacteur à neutrons rapides, surrégénérateur de 10 à 20 MW au plutonium, ce réacteur sera refroidi au sodium fondu.

Un prototype à terre de réacteur pour sous-marin.

Le centre de Cadarache possèdera aussi des laboratoires pour hautes activités « chauds » ou classiques.

Nous donnons ci-contre un tableau résumé des principaux accélérateurs dont disposent nos laboratoires. Nous n'avons pas indiqué les appareils de moindre envergure: chambres de Wilson, spectrographes de masse, analyseurs magnétiques etc.

En outre, les chercheurs français peuvent à Genève au C.E.R.N. (Centre Européen de Recherche Nucléaire) utiliser, comme ceux d'autres nations, le synchrocyclotron de 650 MeV et le synchrotron de 25 GeV (page 292).

(1) C. MEUNIER, *Industries Atomiques*, n° 5-6, 1960, p. 74.

Quelques installations françaises pour la recherche nucléaire

Générateurs Van de Graaff	Générateurs en cascade	Accélérateurs linéaires d'électrons	Bêtatrons
Saclay (C.E.A.) 2 et 5 MeV	Ecole Normale Supérieure 1 MeV	Saclay (C.E.A.) 28 MeV	Fort d'Issy 31 MeV
Ecole Normale Supérieure 2 MeV	Laboratoire de Synthèse Atomique 0,7 et 1 MeV	Collège de France 2 MeV	Laboratoire de Synthèse Atomique
Ecole Polytechnique 2 MeV	Lyon (Faculté des Sciences) 1 MeV	Orsay (Faculté des Sciences de Paris) 1,3 puis 2 GeV	Hôpital de Villejuif 27 MeV
Lyon (Faculté des Sciences) 2 MeV	Strasbourg (Faculté des Sciences) 1,5 MeV		Accélérateurs électrostatiques d'électrons
Strasbourg (Faculté des Sciences) 5 MeV	Orsay 0,3 MeV		Grenoble 0,6 à 2 MeV
Cyclotrons	**Synchro-cyclotron**	**Synchrotron**	**Spectromètres β**
Saclay (C.E.A.) 25 MeV	Orsay (Faculté des Sciences de Paris) 157 MeV	Saclay (C.E.A.)	Institut du Radium
Orsay 13 MeV		Saturne 3 GeV	Orsay
			Collège de France
Lyon (Faculté des Sciences) en construction			Laboratoire de Synthèse Atomique
			Lab. de Bellevue Lyon

Deux accélérateurs français donnent des particules d'énergie atteignant ou dépassant le milliard d'électrons-volts. L'un est l'accélérateur linéaire à électrons en cours d'installation à Orsay dont les caractéristiques essen-

tielles ont déjà été données page 270. L'autre est le synchrotron Saturne de Saclay (voir planches IV, V et VI).

XVI-7.2. **Laboratoires de la Faculté des Sciences de Paris à Orsay.**

La nouvelle Faculté des Sciences de Paris possède à Orsay des laboratoires de recherche fondamentale et en particulier de physique nucléaire et de radioactivité. Les laboratoires d'Orsay disposent de plusieurs accélérateurs et d'autres appareils importants.

Nous avons déjà mentionné l'accélérateur linéaire (p. 270) qui communique à des électrons une énergie de 1 GeV. Un synchro-cyclotron (voir planche XI) donne un faisceau de protons de 157 MeV[1] qui permet avec une cible de beryllium d'obtenir des neutrons de 150 MeV. Le premier cyclotron installé en France en 1938 au Collège de France a été transféré à Orsay (voir planche IX), des améliorations doivent permettre d'obtenir des protons de 13 MeV avec une énergie très bien définie. Un générateur Cockcroft-Walton de 300 kV sert de source intense de neutrons de 14 MeV par bombardement d'une cible de tritium par des deutons. Un générateur Sames de 600 kV peut fonctionner en protons, ions positifs ou électrons.

Deux grands aimants permanents permettent l'étude du spectre d'énergie des rayons par la méthode de Rosenblum (p. 362 et planche X). L'étude des spectres β et γ est effectuée par un ensemble de spectromètres à scintillation ou proportionnels.

Un séparateur électromagnétique (voir p. 150 et planche I) permet de séparer en 24 heures plus de 0,1 g d'un élément de A voisin de 100, le pouvoir séparateur est de 150. Une seconde déflection magnétique permet un meilleur enrichissement des isotopes lourds.

Les recherches en cours à Orsay concernent les réactions nucléaires et l'interaction noyau-particule dans les domaines de basse énergie (moins de 30 MeV) et à moyenne énergie (de 50 à 160 MeV) en particulier la diffusion de particules polarisées[2].

XVI-7.3. **Centre de recherches radiogéologiques de Nancy.**

Le Centre de Recherches Radiogéologiques a été créé à Nancy, en 1956, à la suite d'une convention entre l'Université et le Commissariat à l'Energie Atomique.

(1) C. BERGAMASCHI, J. C. BRUN, A. CABRESPINE, R. GAYRAUD, Mmes J. GENIN, H. LANGEVIN-JOLIOT et N. MARTY, MM. A. MICHALOWICZ, P. RADVANYI, M. RIOU, J. TEILLAC, et C. VICTOR, *Journ. de Phys. Radium*, 21, 1960, p. 305.

(2) F. JOLIOT-CURIE, J. TEILLAC, M. RIOU, *l'Age Nucléaire*, n° 11 et 12, 1958.

Le Programme des Recherches est défini par un Conseil Scientifique présidé par M. le Professeur F. Perrin, Haut Commissaire à l'Energie Atomique.

Le thème général des recherches comprend l'étude des relations entre la radioactivité des eaux, des terrains sédimentaires et cristallins et la localisation de gisements exploitables. D'une façon générale, les études poursuivies intéressent toutes la géochimie de l'uranium et du thorium et la radioactivité naturelle des roches.

Le centre dispose d'un certain nombre de laboratoires groupés en 4 sections:

1°) *Pétrographie, autoradiographie α et photographie.*

2°) *Radiométrie β et γ*
Compteurs divers
Spectrométrie γ (Sélecteur à 200 canaux Intertechnique)
Camionnette laboratoire pour dosage du radon dans les eaux

3°) *Chimie de l'uranium et du thorium*
Chimie des fortes teneurs
Fluorimétrie

4°) *Géochronologie*
Carbone 14
Plombs isotopiques (spectrographe de masse Atlas-Werke)

Le Centre bénéficie de l'aide des laboratoires divers du Centre Nancéien des Sciences de la Terre dont il fait partie, en particulier des installations de broyage et de fabrication de lames minces et des puissants moyens analytiques dont dispose le Centre de Recherches Pétrographiques et Géochimiques (CNRS) (quantomètre : spectrographe à réseau à enregistrement automatique spécialement adapté à l'analyse de 20 constituants des roches).

Il est également à noter que ce dernier centre est équipé de 2 spectrographes de masse (Thomson-Houston et Metropolitan Vickers) destinés à la géochronologie par Potassium-Argon et Rubidium-Strontium ainsi que pour des analyses isotopiques des éléments des roches.

XVI-8. L'enseignement de la physique et des techniques nucléaires.

Un enseignement de physique atomique et de physique nucléaire est maintenant donné dans pratiquement toutes les universités, cependant il manque généralement à cet enseignement le caractère technique nécessaire à la formation des ingénieurs et, dans une moindre mesure, à la formation des chercheurs spécialisés.

Le C.E.A. a d'abord entrepris de former lui-même les techniciens et ingénieurs dont il avait besoin, puis il a créé à Saclay l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (I.N.S.T.N.). Cet institut offre aux ingénieurs déjà diplômés et en service dans l'industrie privée une formation complète en Génie Atomique option Physique ou option Chimie-Métallurgie. Après trois mois et demi de cours théoriques, les élèves font des travaux pratiques et des stages. Ensuite pendant trois mois ils font, par groupe de quatre, un projet de réacteur.

Au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble existe un enseignement analogue de Génie Atomique destiné aux jeunes venant de sortir d'une école d'ingénieurs et aux étudiants de l'université.

Le C.E.A. donne également des enseignements variés se rapportant de près ou de loin à la physique nucléaire destinés soit aux candidats à des doctorats de 3ème cycle soit à des techniciens. Par exemple: métallurgie des métaux, des structures et combustibles, théorie et technique des accélérateurs, physique théorique, utilisation des radioisotopes, radiobiologie, etc. Les techniciens et chercheurs du C.E.A. ont ainsi la possibilité de se perfectionner sur place. D'une manière générale, on peut dire que l'enseignement des sciences et techniques nucléaires est en plein développement en France. Pour cet enseignement une collaboration existe entre l'I.N.S.T.N., le C.E.A. et les Facultés des Sciences, de Médecine, de Pharmacie, les Grandes Ecoles d'Ingénieurs et les autres établissements scientifiques.

BIBLIOGRAPHIE

OUVRAGES DE CULTURE GÉNÉRALE

A. ANGOT. — *Compléments de Mathématiques*, Revue d'Optique, Paris, 1957.
Cours G. BRUHAT. — *Electricité*, par Goudet, Masson, Paris, 1956.
Y. ROCARD. — *Electricité*, Masson, Paris, 1956.
La Physique, Société nouvelle de l'Encycl. française, Paris, 1956.

OUVRAGES GÉNÉRAUX DE PHYSIQUE ATOMIQUE ET NUCLÉAIRE

C. GUINIER. — *Eléments de physique moderne*, Bordas, Paris, 1951.
H. A. BAUER. — *Grundlagen der Atomphysik*, Springer Verlag, Vienne, 1951
W. FINKELNBURG. — *Einführung in die Atomphysik*, Springer, Berlin, 1956.
O. OLDENBURG. — *Introduction to atomic physics*, Mc Graw-Hill, New-York, 1954.
L'Ere Atomique, éditions R. Kister, Genève, 1957.

OUVRAGES GÉNÉRAUX DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

M. BAYET. — *Physique Nucléaire*, Masson, Paris, 1960.
D. BLANC et G. AMBROSINO. — *Eléments de Physique nucléaire*, Masson, Paris, 1960.
R. EVANS. — *The Atomic Nucleus*, Mc Graw-Hill, New-York, 1955.
E. FERMI. — *Nuclear Physics*, University of Chicago Press, 1951.
D. HALLIDAY. — *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, 1955, traduit en français sous le titre « Introduction à la Physique Nucléaire », Dunod, Paris, 1957.
T. KAHAN. — *Physique Nucléaire*, Armand Colin, Paris, 1956.
E. SEGRÉ. — *Experimental Nuclear Physics*, Wiley, New-York, 1953.
W. RIEZLER. — *Einführung in die Kernphysik*, Oldenbourg, München, 1953.
M. DUQUESNE, R. GREGOIRE et M. LEFORT. — *Travaux Pratiques de Phys. Nucl. et Radiochimie*, Masson, Paris, 1960.

OUVRAGES SE RAPPORTANT PLUS SPÉCIALEMENT A DES SUJETS DE LA PREMIÈRE PARTIE DE CE LIVRE

E. BLOCH. — *Théorie cinétique des gaz*, A. Colin, Paris, 1950.
J. PERRIN. — *Oeuvres Scientifiques*, C.N.R.S., Paris, 1950.
Y. CAUCHOIX. — *Atomes, Spectres, Matière*, Albin Michel, Paris, 1952.
G. P. BARNARD. — *Modern Mass Spectrometry*, Institut of Physics, London, 1953.
A. SOMMERFELD. — *Atombau und Spektrallinien*, Vieweg, Braunschweig, 1949.
J. BARRIOL. — *Mécanique Quantique*, Presses Universitaires, Paris, 1963.
P. V. F. MOTT. — *Eléments de Mécanique Ondulatoire*, Revue d'Optique, Paris, 1953.
P. PLUVINAGE. — *Eléments de Mécanique Quantique*, Masson, Paris, 1955.
J. BARRIOL. — *La constitution des molécules*, Gauthier-Villars Paris, 1958.

OUVRAGES SE RAPPORTANT PLUS SPÉCIALEMENT A LA DEUXIÈME PARTIE DE CE LIVRE

L. de BROGLIE. — *Les accélérateurs de particules*, Revue d'Optique, 1950.
G. GOUDET. — *Electronique Industrielle*, Eyrolles, Paris, 1959.
R. GUILLIEN. — *Electronique*, Presses Universitaires, Paris. 1960 et 1961.
A. BLANC-LAPIERRE, G. GOUDET, P. LAPOSTOLLE. — *Electronique Générale*, Eyrolles, Paris, 1959.
A. DAUVILLIER. — *Les rayons cosmiques*, Dunod, Paris, 1954.
L. LEPRINCE-RINGUET. — *Les rayons cosmiques*, Albin Michel, Paris, 1948. *Les mésons*.
A. CACHON, L. JAUNEAU et A. DAUDIN. — *Les rayons cosmiques*, Presses Universitaires. Paris, 1957.
W. GORDY, W. V. SMITH et R. F. TRAMBARULO. — *Microwave Spectroscopy*, Wiley. New-York, 1953.
P. GRIVET et collab. — *La résonance paramagnétique nucléaire*, C.N.R.S., Paris, 1955.
P. A. M. DIRAC. — *The fondamental Principles of Quantum Mechanics*, Oxford Univ. Press, 1947.
A. LÖSCHE et W. SCHÜTZ. — *Hochfrequenzspektroskopie*, Akad. Verlag, Berlin, 1960,

OUVRAGES CONCERNANT PLUS SPÉCIALEMENT LA TROISIÈME PARTIE DE CE LIVRE

W. FINKELNBURG. — *Einführung in die Atomphysik*, Springer, Berlin, 1956.
S. GLASSTONE et M. C. EDLUND. — *Nuclear Reactor Theory*, Van Nostrand, New-York. 1952.
J. J. LITTLE et J. F. RAFFLE. — *Reactor Physics*, Pergamon Press, London, 1955.
G. CAHEN et P. TREILLE. — *Précis d'Energie Nucléaire*, Dunod, Paris, 1957.
T. KAHAN et M. GAUZIT. — *Physique et Calcul des réacteurs nucléaires*, Dunod, Paris, 1957.
J. MAURIN. — *Les piles atomiques à neutrons lents*, Dunod, Paris, 1958.
S. GLASSTONE. — *Principles of Nuclear Reactor Engineering*, Van Nostrand, New-York, 1956.
R. L. MURRAY. — *Nuclear reactor physics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, U.S.A., 1957.
F. CAP. — *Physik und Technik der Atomreaktoren*, Springer, Wien, 1957.
W. RIEZLER et W. WALCHER. — *Kerntechnik*, Teubner, Stuttgart, 1958.
P. NASLIN. — *Les systèmes asservis*, Revue d'Optique, Paris, 1951.
G. GOUDET. — *Electronique industrielle*, Eyrolles, Paris, 1957.
R. GUILLIEN. — *Electronique*, Presses Univ., Paris, 1960.
G. A. KORN et T. M. KORN. — *Electronic Analog Computers*, Mc Graw-Hill, New-York, 1948.
M. HAÏSSINSKY. — *La chimie nucléaire et ses applications*, Masson, Paris, 1957.
W. F. LIBBY. — *Radioactive Dating*, Chicago University Press, 1952.
T. REIS. — *L'Energie nucléaire dans le monde*, Dunod, Paris, 1957.
— *Aspects économiques des applications industrielles de l'énergie nucléaire*, Dunod, Paris, 1958.

Au sujet de la 3ème partie, on consultera utilement, en particulier pour les données théoriques, les ouvrages suivants qui sont d'allure encyclopédique:

1) *Cours de Génie Atomique de l'I.N.S.T.N.*, édité par le Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 11 volumes:

Tome I. — Généralités. Physique nucléaire.
II. — Electronique. Pilotage des réacteurs.
III. — Neutronique.
IVa et IVb. — Etude des piles, généralités.
Va et Vb. — Etudes des piles, description et perspectives d'avenir.
Tome VI. — Physico-chimie.
VIIa et VIIb. — Métallurgie et chimie.
VIII. — Protection contre les rayonnements.

2) *Génie Atomique,* Bibliothèque des Sciences et Techniques Nucléaires, Presses Universitaires de France, Paris 1961:

T. I — Généralités sur la physique nucléaire. La neutronique dans les réacteurs. Protection contre les rayonnements.
T. II — Electronique et pilotage des réacteurs.
T. III — Les piles.
T. IV — Les matériaux nucléaires.

3) *Les publications de l'Atomic Energy Commission* (U.S.A) (Mc Graw-Hill, New-York, 1955):

The Reactor Handbook, vol. 1. — Physics,
2. — Engineering,
3. — Materials.
Research Reactors.
Chemical Processing and Equipement.
Neutron Cross Sections.
Meteorological Problems.

4) *Les comptes rendus de la* 1ère *et de la* 2ème *Conférence Internationale de Genève sur « les applications de l'énergie atomique »*. 16 volumes pour la première conférence, 34 pour la seconde, publiés par les Nations Unies.

PUBLICATIONS PÉRIODIQUES

Les publications scientifiques et techniques concernant la physique et les techniques nucléaires sont nombreuses. Nous ne citons que quelques-unes d'entre elles:

L'Age Nucléaire, Comp. Française d'Edit., Paris, mensuel.

Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A., Comp. Française d'Edit., Paris, mensuel.

Industries Atomiques, Edit. de la Grange Batelière, Paris, bimestriel.

Nucleonics, Mc Graw-Hill, New-York, bimensuel.

Nuclear Power, The Journal of British Nuclear Engineering, London.

Progress in Nuclear Energy, Pergamon Press, London.

Atomnaïa Energiya, Moscou.

Pour les recherches fondamentales, on lira avec intérêt:

Journal de Physique et le Radium, mensuel.

Physical Review, bimensuel.

Review of Modern Physics (American Inst. of Physics), Lancaster et New-York.

Pour les instruments, en plus des périodiques précédents: *Rev. Scient. Instr.*

INDEX ALPHABÉTIQUE DES AUTEURS

A

Aamodt R. L., 702.
Abegg, 134, 143.
Abraham M., 280.
Ageron P., 505.
Akar P., 491.
Alami R., 505.
Alichanian A. I., 241.
Alichanow A. I., 241.
Allen N. L., 217, 698.
Allibone T. E., 698.
Alvarez L. W., 266-269, 386.
Ambrosino G., 725.
Anaxagore, 33.
Anderson C. D., 221, 223.
Anderson E. L., 477, 480.
Anderson E. C., 203, 632.
Angot A., 725.
Artaudi C., 660.
Artsimovitch L., 694.
Aston F. W., 65, 69, 149, 329.
Atkinson I. C., 694.
Auger P., 375.
Avogadro A., 34, 38, 42, 43, 45, 51, 232.

B

Bainbridge K. T., 71.
Baïssas H., 708.
Baldineer E., 408.
Balestic F., 660.
Barnard G. P., 66, 67, 77, 725.
Barnartt S., 66, 67, 77, 725.
Barnes, 660.
Barriol J., 725.
Bartholomew G. A., 635.
Bateman H., 351.
Bauer H. A., 725.
Bayet M., 725.
Becquerel H., 212, 345, 614.
Belynsky V. A., 657.
Bémont G., 705.
Bennett W. H., 74, 689.
Bergamaschi C., 288, 722.
Bernard M. Y., 293.
Bernoulli D., 35.
Bertrand J., 444.
Bethe H. A., 456, 703.
Bishop A. S., 702.
Blackett P. M. S., 381.
Blanc D., 187, 193, 725.
Blanc-Lapierre A., 726.
Blau M., 212.
Bleakney W., 74.
Bloch E., 415, 725.
Bloch F., 303, 309.
Blodgett (Miss), 46.
Bohm D., 663.
Bohr N., 114, 115, 118, 122, 124, 125, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 219, 223, 298, 299, 300, 301, 302, 320, 325, 411, 413.
Bok J., 188.
Boltzmann L., 35, 36, 37, 39, 40, 42, 44, 415.
Bompas, 694.
Bonilla C. F., 505, 554, 636.
Born M., 97.
Börsch H., 95.
Bose S. N., 244, 246.
Bothe W., 154, 381.
Bowen I. S., 122.
Bragg W. H., 360.
Bregger A. K., 657.
Breit G., 188, 394, 396.
Breton D., 698.
Bridges R. G., 673.

Brimley K. J., 201.
Broecker W. S., 678.
Broglie (de) L., 92, 96, 99, 101, 103, 105, 108, 153, 262, 725.
Brookshier W. K., 609.
Brownell G. L., 676.
Bruce M., 672.
Bruhat G., 305, 725.
Brumberg B. E., 92.
Brun J. C., 722.
Bruner H. D., 672.
Burril E. A., 228.
Butslov M. M., 211.
Butt E. P., 698.
Buyers A. G., 477.

C

Cabrespine A., 722.
Cachon P., 191, 726.
Cahen G., 726.
Calvin M., 673.
Cap F., 726.
Carnot N., 506, 578.
Carruthers R., 698.
Cauchois V., 725.
Cerenkov P. A., 195, 196, 368.
Chadwick J., 135, 154, 382, 402, 410.
Chalmers T. A., 655.
Chamberlain O., 216.
Chang, 187.
Chappell D. G., 645.
Charon J., 696, 698.
Chasanov M. G., 645.
Chick D. R., 698.
Chodorow, 271.
Christensen E., 658.
Cockcroft J. D., 252.
Coggeshall N. D., 66.
Cohen E. R., 90.
Cohen K., 683.
Cohen L., 172.
Cohen P., 484.
Colding B., 653, 670.
Coleman J. H., 663.
Colgate S. A., 702.
Compton A. H., 86, 88, 90, 192, 374, 377, 637.
Comte R., 351.
Coppens R., 361.
Cork J. M., 371.
Cottrell A. H., 660.
Coulomb C. A., 115, 133, 294, 295, 325. 338, 411.
Courant E. D., 292.
Courtois G., 670.
Critchfield C. L., 703.
Crookes W., 188.
Croon H., 201.
Curie I., 381, 382, 388, 402, 705.
Curie (Mme) M., 345, 671, 705.
Curie P., 345, 614, 671, 705.

D

Dallyn S. L., 658.
Dalton J., 33, 34, 151.
Dautray R., 595, 606.
Dauvillier A., 726.
Davis M. V., 487.
Davis W. K., 682, 683.
Davisson C., 93, 95.
Delcroix J. L., 270.
Dellis A. N., 698.
Démocrite 33.
Dempster A. J., 65, 70, 71, 74.
Detceuf J. F., 193.
Dirac P.A. M., 219, 222, 243, 246, 376, 726.
Doppler C., 581.
Douis M., 655.
Duane W., 91.
Duchemin J. P., 240.
Duclos J., 205.
Dulong P. L., 109.
Du Mond J. W. M., 90.
Duperray, 594.
Duquesne M., 725.

E

Eccles W. H., 684.
Eckelmann W. R., 678.
Edgerton H. E., 202.
Edison T. A., 65, 185.
Edlund M. C., 575, 726.

EINSTEIN A., 43, 63, 85, 117, 195, 244 246, 331, 333, 365.
ELMORE W. C., 205.
ELRIDGE, 42.
ELSTER J., 188.
ERWALL L. G., 653, 670.
ESTERMANN I., 94.
ETHERINGTON H., 611.
EVANS R. D., 202, 207, 221, 351, 725.
EWALD H., 71.

F

FABRE B., 719.
FABRY C., 318.
FANO U., 647.
FARADAY M., 34, 48, 256.
FEATHER N., 369.
FERMI E., 195, 218, 219, 235, 243, 244 246, 336, 370, 371, 384, 385, 393, 410, 459, 530, 542, 544, 546, 725.
FINKELNBURG W., 725
FITCH V. L., 298.
FITZPATRICK A. G., 201.
FOWLER W. A., 419.
FOX M., 628.
FRANCK J., 123, 124.
FREEDMAN A. J., 203.
FREYCINON J., 313.
FRISCH R., 94, 411.
FRY D. W., 698.

G

GAMOW G., 362, 365, 686.
GARDNER J. H., 225.
GARRETT G. A., 472,
GARRIGUE H., 630.
GAUZIT M., 726
GAY-LUSSAC L. J., 34, 39.
GAYRAUD R., 722.
GEIGER H. (et MÜLLER W.), 80, 181, 183, 187, 191, 193, 196, 202, 205, 208, 347, 361, 362, 366, 372.
GEITEL H., 188.
GÉNIN J. (Mme), 722.
GERLACH W., 301, 302.
GERLING E. K., 679.
GERMER L. H., 93, 95.
GERMOND P., 655.
GIBSON A., 698.
GINGRICH N. S., 202.
GIRARD Y., 540, 710.
GLASER D., 210.
GLASSTONE S., 235, 436, 471, 484, 489, 575, 726.
GOEPPERT-MAYER M., 299.
GOLDBERG E., 396.
GOLDHABER M., 402.
GOODMAN C., 683.
GORDON, 132
GORDY W., 726
GOUDET G.,726
GOUDSMIT S. A., 73, 136, 299.
GRÉGOIRE R., 725.
GREINACHER H., 187, 253.
GRIVET P., 270, 303, 726.
GROSS R. E., 658.
GROTH W., 472.
GUGGENHEIM E. A,. 567, 573.
GUILLIEN R., 188, 726.
GUILLON H., 240.
GUINIER C., 725
GUNST S. B., 592.
GUTMANN M., 351.
GUTMANN P., 240.

H

HAHN O., 410, 706.
HAINZELIN J., 710.
HAÏSSINSKY M., 726
HALBAN H., 270, 705.
HALLIDAY D.,725
HANCOCK J. O., 660.
HARDING G. N., 698.
HARE D. G. C., 667.
HARPER W. R., 782.
HARRISON A., 673.
HASSELT C. C., 658.
HAUSER D. T., 487.
HAYES F. N., 632.
HAYS E. E., 73.
HEATH R. L., 528.
HEAVISIDE O., 280.
HEISENBERG W., 101.

HEMMINGS R. F., 698.
HENRY R., 655.
HENSCHKE H. K., 658.
HERBERT M., 671.
HERTZ G., 123, 124.
HERTZ H., 84.
HERZ R. H., 671.
HERZOG R., 71, 76.
HIEBERT R. D., 632.
HODSON A. L., 183.
HOFSTADTER R., 297.
HONSAKER J., 697.
HOUOT G., 464.
HOUTERMANS, 694.
HUBER P., 405.
HUBERT P., 698.
HUGHES T. P., 628.
HUND F., 145.
HUNT F. L., 91.
HURWITZ H., 423.

J

JACOBS J. E., 667.
JAMES A. G., 658.
JARRY J., 465.
JASTROW R., 296.
JAUNEAU L., 726.
JEANMAIRE L., 632.
JENKENS D. W., 658.
JENSEN J. H. D., 299.
JOHNSON T. H., 94.
JOLCHINE Y., 655.
JOLIOT-CURIE F., 154, 221, 381, 382, 388, 402, 410, 411, 428, 704, 706.
JOLIOT-CURIE I., 154, 224, 381, 382, 388, 402, 705.
JONES L. W., 212.
JORDAN E. B., 66, 67, 71.

K

KADJAR A., 240.
KAHAN T., 725, 726.
KARPOV V. L., 657.
KARR H., 697.
KATCOFF S., 418.
KATZ J. J., 674.
KAUFMAN S., 396, 698.
KAYAS G., 213.
KERST D. W., 279.
KINSEY B. B., 635.
KLEEMAN, 360.
KLEIN O., 676.
KNAUER F. 94.
KOCH L., 193.
KOECHLIN J. C., 540, 710.
KOECHLIN Y., 191.
KOEHLER W. C., 94.
KOESTER L. J., 396.
KOHN A., 675.
KORN G. A., 726.
KORN T. M., 726.
KOSSEL W., 123, 142, 143.
KOURTCHATOV I. V., 689, 694.
KOWARSKI L., 705, 709.
KRETZMANN R., 200.
KULP J. L., 678.
KUNKEL J. H., 667.
KURIE F. N. D., 370.

L

LABEYRIE J., 193, 563.
LACASSAGNE A., 615.
LALLEMAND A., 213.
LALLEMANT C., 631.
LAMM A., 660.
LANDÉ A., 310.
LANE J. A., 682.
LANGEVIN-JOLIOT H. (Mme), 772.
LANGSDORF A., 408.
LANSART A., 632.
LAPOSTOLLE P., 293, 726.
LARMOR J., 304.
LATTES C. M. G., 225.
LAUE (VON) M., 94.
LAVERLOCHÈRE J., 672.
LAWRENCE E. O., 70, 150, 267, 281.
LAWSON J. D., 688.
LAWSON J. L., 330.
LEBOUTET, 718.
LECOUSTEY P., 444.
LEE T. D., 245.
LEES D. J., 698.
LEFORT M., 725.
LEGAL M., 499.
LEPRINCE-RINGUET L., 726.

LEWIS G. N., 144, 145.
LIBBY W. F., 678, 679, 726.
LILEY B. S., 698.
LINDER E. G., 664.
LITTLE J. J 726.
LITTLER D. J., 518.
LIVINGSTONE M. S., 292, 628.
LOEB J., 667.
LOFERSKI J. J., 664.
LONDON F., 145.
LÖSCHE A., 726.
LUCRÈCE, 33.
LUNDBY A., 245.

M

MACK J. G., 698.
MC ASULAN J. H. L., 201.
MC CORKLE W. H., 576.
MC GARRY E. D., 592.
MC GREGOR M. H., 228.
MC MILLAN E. M., 286.
MC QUEEN J. H., 236.
MC WHIRTER R. W. P., 698.
MAIER-LEIBNITZ H., 220.
MAIGNAN P., 193.
MANOWITZ B., 452, 657.
MARCELIN, 46.
MARION J. B., 380.
MARIOTTE E., 39, 43.
MARTINELLI P., 672.
MARTY N. (Mme), 722.
MATTAUCH J., 71, 73, 337.
MAURIN J., 91, 726.
MAXWELL J. C., 35-40, 42, 83, 275, 415.
MAY S., 672.
MAYER R., 44.
MAYR G., 672.
MAZE R., 186.
MEAKIN R., 667.
MEARA O' J. P., 658.
MECKE R., 146.
MEEKER I. A., 658.
MEITNER L., 410, 411.
MENDELÉEV D. I., 110, 133.
MENIUS A. C., 611.
METROPOLIS., 335
METZ D. J., 282.
MEUNIER C., 720.
MICHALOWICZ A., 722.
MILES H. T., 561, 698.
MILLIKAN R. A., 50, 51, 53, 122.
MILLMAN J., 197.
MOFFATT J., 251.
MOON P. B., 235.
MOORADIAN A. J., 481.
MOORING F. P., 396.
MOREAU J. M., 540, 710.
MORELLET D., 213.
MORTON G.A., 205.
MOSELEY H. G., 112, 114, 131, 132, 663.
MOTT P. V. F., 725
MÜLLER E. W., 47.
MÜLLER W., voir GEIGER.
MULLIKEN T. W., 145.
MURRAY R. L., 554, 564, 611, 726.
MYERS W. G., 658.

N

NASLIN P., 726
NEDDERMEYER S. H., 221, 223.
NEHER H. V., 182.
NEY E. P., 236.
NGUYEN VAN DONG, 664.
NIER A. O., 65, 74, 75, 150, 678.
NISHINA Y., 376.
NOANG T. F., 213.
NORDHEIM L. W., 433, 436, 600.
NUTTALL J. M., 362, 366, 372.

O

OBERHAUSEN E., 673.
OCCHIALINI G. P. S., 225.
ODIAN G., 659.
OLDENBURG O., 725.
OLKOWSKY J., 172.
OPPENHEIMER J. R., 401.
ORKIN-LE COURTOIS A., 213.
OSHER J., 697.
OSIPOV V. B., 657.
OVERHAUSER A. W., 313.

P

PASCHEN F., 258.
PAULI W., 139, 244, 298, 321, 322, 371.
PAYNES R. M., 698.
PEASE R. S., 698.

PERL M. L., 212.
PERLMAN I., 365.
PÉROT, 318.
PERRIN F., 705, 706, 723.
PERRIN J., 42-46, 725.
PETERS B., 679.
PETIT A., 109.
PHILBERT G., 213, 407, 408.
PHILLIPS J. A., 401, 697.
PICARD E., 182, 183, 205, 718.
PICHAT L., 671.
PICKERING W., 182.
PIETRI G., 191.
PILLON M., 270.
PLAKLOV A. G., 211.
PLANCK M. 83, 84.
PLUVINAGE P., 725.
POISSON D., 206, 467.
POST R. F., 689, 694, 697, 702.
POWELL C. F., 212, 225.
PROCTOR W. G., 408.
PROKUDIN S. D., 657.
PROUT W., 151, 152.
PRYCE M. H. L., 567, 573.
PUIG J. R., 660.
PURCELL E. M., 303, 309, 317.

R

RABI I. I., 295, 302, 303.
RADVANYI P., 288, 722.
RAFFLE J. F., 518, 762.
RAINWATER J., 298.
RAMSDEN S. A., 698.
RAPPAPORT P., 664.
RAYLEIGH (Lord), 83.
READ J. E., 698.
REGNAULT P., 480, 484.
REIFFEL L., 663.
REIS T., 480, 726.
RICHARDS P. J., 73.
RIEZLER W., 725, 726,
RIOU M., 722.
RITZ, 120.
ROAF D., 251.
ROBERTSON J. A. L., 481.
ROBSON J. M., 238.
ROCARD Y., 725.
RODDIS L. H., 682, 683.
ROGERS M. T., 674.
ROGOZINSKI A., 182, 183, 205.
ROGUIN A., 628.
ROSEN L., 419.
ROSENBLUM S., 187, 362.
ROSSI B., 203, 208.
ROSSILLON F., 719.
ROUBAULT M., 707.
ROUCAYROL J. C., 673.
ROUX J. P., 714.
RUARK A. E., 298.
RUTHERFORD E., 180, 189, 248, 296, 297, 381, 388.
RYDBERG J. R., 114, 119, 121, 223.

S

SAKATA S., 386.
SAKHAROV, 694.
SANDERS J. H., 251.
SANDS M., 205.
SARAZIN A., 191.
SARGENT B. W., 372.
SAVITCH P., 410.
SAWYER R. L., 658.
SCHATZKES M., 645.
SCHMIDT C. G., 345.
SCHMITT, 179.
SCHONLAND B. F., 695.
SCHRÖDINGER E., 96, 97, 98, 103, 125, 126, 128, 129, 362, 363.
SCHUBERT G., 675.
SCHULTZ H. L., 202, 271.
SCHUSSLER R., 673.
SCHUTTLER R., 188.
SCHÜTZ W., 726.
SCOVILLE J. J., 592.
SEGRÈ E., 216, 408, 725.
SHULL C. G., 94.
SIMON A., 696.
SIMONET G., 491.
SIMPSON J. A., 183.
SLATER J. C., 271.
SMITH W. V., 726.
SMOLKIN G. E., 211.
SMOLUCHOWSKI M. V., 43.
SNELL A. H., 238.
SNYDER H. S., 292.
SODDAK 561.

SODDY F., 357.
SOLOMON I., 313.
SOMMERFELD A., 123, 725.
SPARROW A. H. 658.
SPENCER L. V., 647.
SPITZER L., 692.
STEFAN J., 82.
STERN O., 42, 94, 301, 302.
STOKES G. G., 49.
STONEHILL A. A., 660.
STONEY J., 49.
STRASSMANN F., 410, 706.
STRECKELBERG, 245.
STROOT J. P., 245.
SUN K. H., 617.
SURDIN M., 205.
SWEET W. H., 676.
SZILARD L., 655.

T

TACHON J., 444.
TAMM J. 195, 694.
TAUB H., 197.
TEILLAC J., 722.
THIBAUD J., 62, 222.
THOMSON J. J., 57, 58, 59, 64, 149.
THONEMANN P. C., 251, 695, 698.
TILLMAN, 235.
TIMOFEEF-RESSOVSKY N. W., 615.
TRAMBARULO R. F., 726.
TREILLE P., 726.
TUCK J. L., 697.

U

UHLENBECK G. E., 136, 299.

V

VALLADAS G., 172, 203.
VAN BARNEVELD, 201.
VAN DE GRAAFF R. J., 248, 249, 256, 257, 258-261, 264, 290, 388.
VAN DER WAALS J. D., 40, 147.
VAN DIJK., 150.
VASTEL, 718.
VAVILOW S. L., 92.
VEKSLER V., 286.
VENDRYES G., 539, 589, 698.
VICTOR C., 722.
VILLARD P., 252.

W

WAHL R., 179.
WALKER W. H., 635.
WALTON E. T. S., 252.
WARD A. G., 592.
WARD S., 698.
WARE A. A., 694, 698.
WATT B. E., 421, 634.
WAY K., 423.
WEILL J., 173, 174.
WEINBERG A. M., 683.
WEISSKOPF V. F., 321.
WEISZÄCKER (VON) C. F., 326, 334, 340, 341, 412,
WESSON J. A., 698.
WHEELER J. A., 413.
WIDEROE R., 264, 265, 269.
WIEGARD, 216.
WIEN W., 82, 83, 84.
WIGNER E. P., 188, 394, 396, 423, 660.
WILLIAMS E. J., 367.
WILLIAMS R. V., 698.
WILSON C. T. R., 49, 50, 155, 203, 207-210, 228, 236, 359, 362, 381, 382, 389, 390, 402, 405.
WILSON R. F., 667.
WINTERINGHAM F. P. W., 673.
WOLLAN E. O., 94.
WOLLMANN, E., 615.
WU S. C., 245.

Y

YANG C. N., 245.
YPSILANTIS T. J., 216, 365.
YUKAWA H., 226, 386.
YVON J., 698, 711.

Z

ZARTMAN, 42.
ZAVOISKY E. K., 211.
ZEEMAN P., 137.
ZIMMER K. G., 615.
ZUMWALT L. R., 670.
ZWORYKIN W. K., 190.

INDEX ALPHABÉTIQUE DES MATIÈRES

A

Absorption des neutrons, 231-236.
— — rayons bêta, 366, 369.
— — rayons gamma, 372-329.
Accélérateurs cascade, 252-256.
— linéaires 264-272.
— van de Graaff, 256-264.
(Voir aussi bêtatron, cyclotron, synchrocyclotron et synchrotron).
Actinides, 113.
Activation analyse par, 672.
— de l'air, 507, 629.
— de l'eau, 492.
Activité radioactive, 347, 348.
— du réfrigérant, 492, 649, 650.
Affaiblissement des rayonnements, 632-650.
Age de Fermi, 530, 542-547, 548, 549, 552.
Age de la Terre, 328.
Albedo, 497-498.
Alizé, 715.
Alpha (voir rayons).
Alpha (appareil pour fusion), 698.
Aluminium, 502, 503.
Analyse par activation 672.
Analyse par fluorescence X, 672.
Analyse au spectromètre de masse, 77-80.
Annihilation, 219, 223.
Anticoïncidence, 204.
Antiparticules, 216.
Aquilon, 710, 715.
Atome de Bohr, 114-122.
— existence, 33, 34.
— d'hydrogène (en méc. ondul.), 125-130.
Atome hydrogénoïdes, 122.
— mésiques, 224.
— tableau, 112, 140, 141.
— visibilité, 47.
Atomique énergie, voir nucléaire.
— masse, 109, 110, 149-152.
— numéro, 113.
— volume, 111.
Auger, électrons, 375.
Autoradiographie, 670, 675.
Avogadro (nombre), 42, 51.
Avoine, 445, 713, 714.

B

Barn, 232.
Barre de contrôle, 498-500, 592, 610-613.
Barrière de potentiel, 102-107, 362-366, 414.
Baryons, 215, 227-242.
Beryllium et composés, 493-494.
Bêta (rayons), voir rayons bêta.
Bêtatron, 273-281.
Béton, 500, 501, 642, 646.
Bêvatron, voir synchrotron.
Biologique écran, 637.
— effet, des radiations, 614-618.
— efficacité, 621.
Bohr, atome de, 114-122.
Bombe à hydrogène, 339.
Bore et composés, 499, 500.
Breeder, voir réacteur surrégénérateur.
Bremsstrahlung, 90, 91, 216.
Brownien, mouvement, 42, 43.
Buckling, 531, 532, 560, 561.
Build up factor, 638, 647, 648.
Burnup, voir épuisement du combustible.

C

Cadarache, 720.
Cadmium, 448.
Calder Hall, 445-448.
Capture K, 386, 387..
— radiative, 400-403.
Carbone, cycle, 703.
— 14, 507, 677.
C.E.A., voir aussi Saclay, 717-724.
Cellule de réacteur, 563, 564.
Centrale nucléaire, 445-451, 454-456, 592-613, 711-716.
Centrifugation, 472.
Céramiques, cermets, 504, 505.
Cerenkov, effet, 195,196, 368.
Chaîne, réaction en, 428-437.
Chaleurs spécifiques, 41, 42.
Chambre à bulles, 210.
— à diffusion continue, 209.
— à étincelle, 211.
— à ions, 64, 67, 250.
— d'ionisation, 170-174.
— — compensée, 173, 174.
— à neutrons, 172, 174.
— à luminescence, 211.
— de Wilson, 49, 207, 208.
Champ magnétique, mesure, 312.
— — stabilisation, 312.
Charge électrique de l'électron, 48-51.
— — du noyau, 133, 152-156.
Chinon, 445, 713-716.
Choc, 231-234, 510-516.
Cinétique des réacteurs, 430-437, 585, 592. 603,
— théorie, 35,45.
Circuits de comptage, 187-205.
Classification périodique de Mendéléev, 110-113, 133, 140, 141.
Coefficient de multiplication, voir facteur.
Coefficient de multiplication rapide, 554.
Coïncidence, 202-205.
Combustible, épuisement, 478-481, 591-592.
— nucléaire, 466-485.
— recyclage, 479-480.
— usure, 478-481, 583, 590.
Commande des réacteurs, 578-613.
Comptage, 198-207.
Compteurs autocoupeurs, 181-182.
— à cathode externe (Maze), 186.
— Cerenkov, 195, 196.
— cloche, 186.
— à cristal, 187-189, 195.
— à étincelle, 186, 187.
— de Geiger-Müller, 180-186, 195.
— de neutrons, 172, 236, 237.
— à pointe, 186.
— promenoir, 632.
— proportionnels, 175-180.
— à scintillation, 189-195.
— à semiconducteurs, 188, 189.
Compton, effet, 86-89, 192, 375-377, 637.
Conservation, lois de, 241-246.
Consommation du combustible, 579.
Constante de Boltzmann, k, 38, 52.
— de Planck, h, 84.
— radioactive, λ, 214, 215, 345, 347.
— de Rydberg, 114, 119, 121, 223.
— de temps d'un réacteur, voir période.
Contamination, 623-630.
Contrôle des réacteurs, 578-613.
Conversion, 425-427, 456-460.
Conversion interne, 324.
Corps noir, 82-84.
Cosmotron, voir synchrotron.
Couches, électroniques, 118-120, 124, 129-146.
Courant neutronique, 521-522.
Covalence, voir valence.
Criticalité aux neutrons prompts, 435-437.
Critique expérience, 576, 577.
— fonctionnement, 428-437, 578-622.
— masse, taille, 430, 532, 535, 536, 540, 572-577.
Curie, 348.
Cycle du carbone, 703.
— de l'hydrogène, 703.
— des neutrons, 425, 427.
Cyclotron, 281-286.

D

Datage par ^{14}C, 677.
— des eaux, 678.
— des roches, 679.
Déchets radioactifs, 478, 484, 485.
Décontamination, 626.
Delta (rayons), 213.
Défaut de masse, 330.
Demi-vie, 214, 347.
Détecteurs de radiations, voir compteurs et, 630-632.
— de rupture de gaîne, 627, 629
Deutérium, 141, 228.
Diffraction des particules, 93-95.
Diffusion des neutrons, 512-529.
— — — équation, 526, 527.
— libre parcours, 517-519.
— des rayons α, 294.
Distance extrapolée, 504, 525, 532, 533.
Divergence, 430-437.
Dollar, 437.
Dose de radiations, admissible, 623, 626.
— — effet suivant la, 616-618, 622.
— — unités, 618-622.
Dosimètres, 631-632.
Double focalisation, 61, 62.

E

Eau lourde, 488-491.
— ordinaire, 488, 489, 491, 493.
E.B.W.R., 454-456.
Echelles de, 2, 10, etc., 197-202.
Ecrans de protection, 637-650.
E.D.F.1., 45, 713, 715.
E.D.F.2., 714, 715, 716.
E.F.F.B.R., 459.
Effet Cerenkov, 195, 196, 368.
— Compton, 86-89, 192, 375-377, 637.
— d'écran, 131, 132.
— Overhauser, 313.
— photoélectrique, 84, 86, 374.
— de pincement (pinch), 689-693.
— tunnel, 102-107, 363, 366.
— Szilard-Chalmers, 655.
— Wigner, 188, 394, 396, 423, 660.
EL 2, 709, 710, 715.
EL 3, 710, 711, 715.
Electrolyse, 34, 48.
Electron charge, 48-51.
— localisations, 108.
— masse, 57.
— photo-, 84-86, 374.
— positif, 221-223.
— production, propriétés, 219-221.
Electron-volt, 51, 330.
Electroniques couches et niveaux, 119-121, 123-143.
Emanation, 355.
Empoisonnement par le samarium, 589, 590.
— — — xénon, 584-589.
Emulsions nucléaires, 212-213.
Energie conservation, 242.
— de fission, 340-341, 411-414.
— de fusion, 338-340, 687, 688.
— de liaison des noyaux, 331, 333.
— de réactions nucléaires, 388-392.
Enrichissement de l'uranium, 469-472.
Epuisement des réserves, 681-685.
— du combustible, 478, 479, 591, 592.
Equation critique, 531, 542, 543, 551.
Equilibre radioactif, 348-352.
Equipartition, 40.
Etoile (dans émulsion nucléaire), 406-408.
— énergie des, 703, 704.
Etrangeté, 246.
Expérience critique, 576, 577.
— exponentielle, 574-576.

F

Facteur antitrappes, p, 541, 549, 555, 557, 568-570
— d'augmentation de dose, 638, 647-649.
— de fission rapide, ε, 541,553 , 554, 564, 565.
— de fission thermique, η, 541, 557. 558, 564, 565.
— formule des 4, 540-542, 553, 564.
— de Landé, g, 310.
— de multiplication, k, 429, 541, 554, 562-573.
— d'utilisation thermique, f, 541, 557, 565, 568.
Familles radioactives, 351-357.

Fermi, Age de, 530, 542-553.
Fermi, Statistique, 243, 244.
Fertile, substance, 424-426.
Fissile, substance, 424, 425.
Fission généralités, 340, 341, 409.
— découverte, 410, 411.
— énergie, 340, 341, 411-414.
— fragments de, 418-419.
— neutrons de, 419, 422.
— par neutrons, 413-417.
— produits de, 418-423, 481-485.
— spontanée, 358, 411, 413.
Fissium, 468.
Fluide caloporteur, voir réfrigérant.
Flux de neutrons, 521.
Focalisation, 59-61, 267, 282-284.
Focalisation forte, 292, 293.
Fonction d'onde, 96-108.
Fontenay-aux-Roses, 708, 709, 715, 717.
Forces nucléaires, 294-296.
Formule de Breit et Wigner, 396.
— des 4 facteurs, 540-542, 553, 564.
— de Weiszäcker, 335, 336.
Fusées nucléaires, 464, 465.
Fusion, 338-340, 684-704.

G

G 1, 711, 712.
G 2, G 3, 445, 712, 713.
Gaines, matériaux pour, 501-544.
— rupture de, 627-629.
Gammagraphie, 655-657.
Gammas, voir rayonnement gamma.
Gamow, barriére de, 103-107, 363-365.
Gaz lois des, 35-45.
— réfrigérant, 506-508.
Geiger-Müller (compteurs), 176, 180-186, 194.
Geiger et Nuttal (loi de), 360.
Générateurs de neutrons, 228-230.
Gerbe, 406, 407.
Goutte, théorie de la, 325-328, 333-341.
Graphite, 445, 494, 495, 497.
Greffe des polymères, 660.
Grenoble, 711, 719-721, 724.
Groupe de neutrons, 421, 422.
— théorie à un, 530-542.
— théorie à deux, 542-544.

H

h, constante de Planck, 84.
Hafnium, 499, 504.
Hétérogène, réacteur, 442, 443, 445-464, 562-577.
Homogène, réacteur, 443-445, 530-561.
Hydrogène, bombe à, 685-689.
— cycle de, 703.
Hydrologie, 676, 677, 679.
Hypérons, 240, 241, 247, 405.

I

Impulsions, anticoincïdence, 204.
— coïncidence, 202-205.
— comptage, 196-202, 205-207.
— mise en forme, 196, 197.
— sélection d'amplitude, 177-180.
Incertitude, principe d', 100-102.
Indicateur, voir traceur.
Inhour, 434.
Intégrale effective de résonance, 556, 557, 558, 569.
Ionisation, chambre à, 64-65, 67, 250, 251.
— chambre d', 170-175.
— par particules, 169, 170, 360, 368,, 374.
Ions, déviation, 53-59.
— focalisation, 59-62, 66, 69-72, 75, 76.
— production, 64, 65, 67, 250, 251.
Irradiation, 614-626.
Isobare, 165.
Isomère, 165.
Isotone, 165.
Isotopes, abondance relative, 80, 81, 149-164, 677.
— découverte, 59.
— définition, 59, 149, 150.
— mesure de concentration, 80, 81, 149-164.
— séparation, 150, 151, 469-472.
— stables (liste), 158-164.
— vallée des, 127, 335, 336.

J

Jauge à rayonnement α, 667.
— — — β 666.
— — — γ, 666.
— — fluorescence X, 667.

K

k, constante de Boltzmann, 38, 52.
K, capture K, 386.
Klein et Nishina (formule) 376.

L

Laplacien géométrique, 531, 533-535, 575
— matière, 531, 532, 562, 576. 217, 224, 247.
Leptons, conservation, 242.
Liaison, voir valence.
Libre parcours de diffusion, 516, 517.
— — de transport, 517, 519.
— — des molécules, 44.
Logarithmique, amplificateur, 608.
Longueur de diffusion, 528, 529, 571.
— — migration, 530.
— — ralentissement, 547, 570.
— — relaxation, 640.
— — remplacement, 646.

M

Macromolécules, 659.
Magiques (nombres) 322, 333.
Magnétique (moment nucléaire), 300-310.
Magnésium, 502, 503.
Magnéton, 300, 310.
Marcoule, 708, 711-713.
Marquage, 671, 673-677.
Masse atomique, 109, 110, 151, 152, 330.
— critique, voir critique.
— défaut de, 330.
— de l'électron, 57.
— du neutron, 155.
— des particules, 247.
— spectrographe de, voir spectrographe.
— spectromètre de, voir spectromètre.
— variation relativiste, 56, 88.
Matérialisation, 377, 378.
Matériaux combustibles, 466-481.
— fertiles, 424, 426.
— modérateurs, 485-499.
— réflecteurs, 496-498.
— réfrigérants, 505-511.
— de structure, 501-505.
Maxwell-Boltzmann répartition de, 35-40, 415.
Maze, compteur de, 186.
Mécanique ondulatoire, 92-108, 124-130, 144-146, 362-365.
Mélusine, 452, 711, 715, 719.
Mendéléev, 110-113, 133, 140, 141.
Mésons K, 227, 247, 405.
Mésons μ, 223, 224.
Mésons π, 224-226, 247, 405.
MeV, 51, 331.
Migration, longueur de, 530.
Minerve, 711, 715.
Miroirs magnétiques, 695.
Miroirs (noyaux), 323.
Modèle triangulaire, 595-602.
Modérateurs, 485-499.
Molécules diamètre, 44, 45.
— existence, 34, 43-47.
— libre parcours, 44.
— marquées, 671.
— de Van der Waals, 147, 148.
— visibilité, 46, 47.
— vitesse, 37, 40, 42.
Moment cinétique des noyaux, 298. voir aussi spin.
— magnétique, 299-313.
Moseley, loi de, 113, 114, 131, 132.
Multiplication des neutrons, 428, 429.

N

Nancy, 722, 723.
Neutrino, 217, 218, 247, 371.
Neutron action sur métaux, 660, 661.
— application à prospection, 661, 652.
— désintégration, 237, 238.
diffusion, 512-529.
— effet biologique, 622.
— masse, 155.
— production, 228-230.
— prompts, 419-421, 435-437.
— propriétés, 231-240.
— ralentissement, 512-529.
— retardés, 421, 422, 432-435.
— vitesse, 415.
Niveaux d'énergie de l'atome, 118-120, 129, 130, 137, 138.

Niveaux d'énergie du noyau, 322, 323.
— de liquide par rayons γ, 667
Nombre de masse, 150, 152.
Noyau charge, 133, 152-156, 295, 296.
— constitution, 152-156, 295, 296.
— effets spectroscopiques, 318, 319.
— forme, 294, 316-318.
— intermédiaire, 394-399.
— modèle à couches, 320-324.
— de la goutte 325-328, 333-341.
— moment cinétique du, 298.
— — magnétique du, 299-313.
— — quadrupolaire du,314-318.
— rayon, 296, 298.
Nucléaires émulsions, 212, 213.
— énergie, 331-341, 411-414, 684-687
— forces, 294-296.
— résonance, 303-313.
Nucléons définition, 156.
— conservation, 242.
— forces entre, 294-296.
Nuclide, 156-164, 332-338.
Numéro atomique, 113, 131, 155.

O

Ogra, 697.
O.M.R.E., 495.
Ondes de de Broglie, 92-108.
— électromagnétiques, 86.
— fonction d', 96-108.
— paquets d', 98-100.
Orsay, 270, 271, 721, 722.

P

Packing fraction, 329.
Paires, 374, 377-379.
Paraboles méthode des, 57-59.
Paramètre de ralentissement, 519-521.
Parité, 244-245.
Particules détection, 169-213.
— propriétés, 214-247.
— tableau, 247.
p.c.m., 432.
Pégase, 715, 720.
Peggy, 720.
Perhapsatron, 698, 699.
Période biologique, 625.
— radioactive, 214, 215, 347, 348, 371.
— de réacteur, 430-434, 599, 604.
Périodique (classification), 110-113, 133, 140, 141.
Phasotron, voir synchrotron.
Photodésintégration, 379, 402, 403.
Photoélectrique effet, 84-86, 374.
Photomultiplicateurs, 190, 191.
Photon existence, 82-89.
— matérialisation, 377, 378.
— propriétés, 216, 217.
— quantité de mouvement, 88.
Photoneutrons, 402, 433.
Pick-up, réaction, 406.
Pile atomique, voir réacteur.
— couveuse, voir réacteur surrégénérateur.
— piscine, 452, 453.
Pilotage des réacteurs, 543-613.
Pincement (pinch effect), 689-693.
Plaques nucléaires, 212-213.
Plasma, 689-693.
Plastiques, 482-484, 659, 660.
Plutonium alliages, 477, 478.
— préparation, 477.
— propriétés nucléaires, 475.
— — physique, 476.
Polarisation nucléaire, 313.
Pompes électromagnétiques, 510.
Positon, 221-223.
Positronium, 222-223.
Potentiel, barrière de, 102-107, 362-366, 414,
— puits de, 102-108, 362-366.
Pouvoir de ralentissement, 486.
— de résolution, 74.
Précession de Larmor, 304.
Principe d'exclusion de Pauli, 139, 244. 321, 322.
— d'incertitude de Heisenberg, 100-102
Probabilité de non fuite, 552.
Produits de fission, 418-423, 481-485.
Prompts (neutrons), 419-421, 435-437.
Proserpine, 444, 445, 751.
Protection, 626-650.
Proton, 227, 228.
Puissance d'un réacteur, 579-581.

Puissance relation avec température, 581-583.
P.W.R., 448-450.
Pyrotron, 697.

Q

Quantas, 84-92, 114, 123.
Quantification des orbites, 114, 123-130.
Quantiques, nombres, 129, 130, 137-141.

R

Rad, 620.
Radioactif, équilibre, 348-352.
Radioactive constante, 347.
— séries, 352-357.
— transformations, 347-357.
Radioactivité artificielle, découverte, 381, 382.
— — — β^-, 384.
— — — β^+, 385.
— — — à neutrons, 384.
— — du corps humain, 532.
— — naturelle, découverte, 345.
— — — alpha, 346, 359-366.
— — — bêta, 346, 366-372.
Radiochromatographie, 673.
Radioéléments en biologie et médecine, 675, 676.
— — en chimie, 657-660, 671-674.
— — mesures de concentration, 669, 670.
— — — débit, 668.
— — — d'épaisseur, 665-667
— — en hydrologie, 676.
— — mesures de position, 665-667.
— — en métallurgie, 675.
— — production, 651-655.
— — source de radiations, 655-657, 663.
Radioisotopes, voir radioéléments.
Ralentissement, 485-488, 512-529.
Rapsodie, 715, 720.
Rayon de l'électron, 153.
Rayon des molécules, 44, 45.
— des noyaux, 296, 298.
Rayonnement alpha, 346, 359-366.
— — — énergie, 362-366.
— — — parcours, 360, 361.
Rayonnement bêta, 346, 366-372.
— — — énergie, 368-372.
— — — énergie électrique par, 663-665.
— — — de fission, 422, 423.
— — — ionisation, 662, 663.
— — — parcours, 366-368.
— — — production de rayons X, 663.
Rayonnement du corps noir, 82-84.
Rayonnement cosmique, 405-408.
Rayonnement de freinage, 90, 91, 216.
Rayonnement gamma, 346, 347.
— — — absorption, 374-376.
— — — action chimique, 657-660.
— — — effet Compton, 374, 377.
— — — effet photoélectrique, 374.
— — — de fission, 422, 423
— — — matérialisation, 377-379.
— — — spectrographie, 379-380.
Réacteur consommation, 579.
— à eau bouillante, 453-456.
— à eau pressurisée, 448-451.
— énergie, 578.
— pour énergie thermique, 460.
— hétérogène, 422, 443, 445-465. 562, 577.
— homogène, 444, 445, 530-561.
— pour irradier, 461.
— piscine, 452, 453.
— production de chaleur, 460.
— — — plutonium, 457, 460.
— pour propulsion, 461-464.
— radiations des, 635-650.
— surrégénérateur, 424-427, 456-460.

Réactions à haute énergie, 405-409.
— — moyenne énergie, 403-405.
Réactions nucléaires provoquées, voir transmutations.
— — parallèles, 386, 398, 40 4
— — de pick-up, 406.
Réactivité contrôle de la, 592-613.
— définition, 431.
— diminution par empoisonnement, 583-591.
— — — épuisement, 591, 592.
— effet de température, 581, 583.
Recyclage, 478-481.
Réflecteurs, 496-498, 536-540.
Réfrigérants, 505-511.
Régénérateurs (réacteurs), 426-427, 456 460.
Régimes des réacteurs, 430-432.
Relativité, 88, 286, 277, 389.
Relaxation paramagnétique, 311.
Rem, 621, 622.
Répartition, fonction de, 37, 38.
Réserves de combustible, 681-685.
Résonance, intégrale de, 556, 557, 568, 569.
— nucléaire, 395, 396.
— paramagnétique, 303, 313.
— quadrupolaire, 314-319.
Retardés, neutrons, 421, 422, 435.
Roentgen, 618, 619.
Roentgen/heure, 619.
Rubéole, 715, 717.

S

Saclay, 292, 444, 709-711, 715, 717-719, 721-724.
Samarium, 589, 590.
Saturne, 292, 718, 722.
Scintillateurs, 189, 191-196.
Section efficace (neutrons), 231-232, 414-417.
— — de déplacement, 645.
— — dans réactions, 392-399.
Sécurité, barres de, 498, 592, 610-613.
Sélecteur d'amplitude, 177-180.
— à anticoïncidence, 204.
— à coïncidence 202-205.
— à temps de vol, 239.
Shimming, 283.
Sodium, 509-511.
Solaire, énergie, 703, 704.
Sources d'ions, 64-67, 250, 251.
— de neutrons, 228-230.
Spallation, 406-408.
Spectre électromagnétique, 87.
— gamma, 379, 380.
Spectrographe de masse, généralités, 53-71.
— — applications, 77-81.
— — d'Aston, 69, 70.
— — de Dempster, 70, 71.
— — H. F., 74.
— — de Mattauch et Herzog, 71, 72.
— — à rayons gamma, 379.
— — à temps de vol, 73, 74.
Spectromètres de masse, applications, 77, 81.
— — de Dempster et Bleakney, 74, 75.
— — de Nier, 75, 77.
— — à neutrons, 239, 240.
Spin, 136-142.
Spin isotopique, 245, 246.
Stabilité des réacteurs, 431-437, 447, 451, 455, 604, 605.
Stellarator, 699-700.
Stérilisation des conserves, 657.
— — produits pharmaceutiques, 658.
Structure hyperfine, 318.
— matériaux de, 501-505.
— moléculaire, 80, 311.
Stylo dosimètre, 571.
Surrégénération, 424-427, 456-460.
Synchrocyclotron, 286-289.
Synchrotron, à électrons, 289-291.
— à protons, 291-293, 718.

T

T1, 698, 699.
Taille critique, 430, 532, 534-536, 572-577, 604, 605.
Température, effet sur réactivité, 447, 451, 453, 581-583.
— nécessaire à la fusion, 686-689.

Temps de diffusion, 487, 488, 548.
— doublement, 431.
— mort, 181.
— de relaxation, 307.
— ralentissement, 487, 488, 548.
— de résolution, 181.
— de vol, 73, 239.
Thermocouple à bore, 237.
Thermonucléaire, énergie, 338-340, 684-704
— réactions, 685, 703, 704.
Thorium, 345, 474, 475.
Traceurs non-radioactifs, 677.
— radioactifs, voir radioéléments.
Transmutations bilan énergétique, 388-392.
— — classification et exemples, 397-409.
— — inverses, 395.
Transmutations par neutrons, 393, 403, 406.
— — par particules chargées, 400-402, 403-409.
— — par photons, 402.
Transport, libre pa rcours de, 517-519, 525.
Transuraniens, 112, 328.
Tritium, 339, 357, 401, 685.
Triton, 711, 715.
Tunnel, effet, 102-107, 363-366.

U

Unité de masse atomique, 150, 331.
Uranium alliages, 468.
Uranium carbure, 469.
— enrichissement, 469-473.
— fission, 409-437.
— oxyde, 468.
— propriétés, 467.
— solutions, 473.
Uranium 233 et thorium, 474-475.

V

Valence hétéropolaire, 142, 143, 146.
— homopolaire, 143-146.
Van de Graaff, 256-264.
Vie moyenne des mésons, 223, 225, 227, 247.
— — du neutron, 231, 238.
— — d'une substance radioactive, 215, 347.
Vitesse des molécules, 38, 39, 42.
— — neutrons, 415.

W

Wilson, chambre de, 49, 207-210.
Wigner, effet, 188, 394, 396, 423, 660.

X

Xénon (empoisonnement), 584-589.

Z

Zêta, 698, 699, 701.
Zirconium, 503, 504.
ZOÉ, 706, 708, 709, 715, 717.

Imprimé en Pologne
PWN — (DRP)